UNIVERSITATEA „AL.I.CUZA" IAȘI
FACULTATEA DE MATEMATICĂ ȘI FIZICĂ

LUCRĂRI PRACTICE DE OPTICA SI SPECTROSCOPIE

DANA DOROHOI

MIHAI DELIBAȘ

Caută Liliane

1988

UNIVERSITATEA "AL.I.CUZA" IASI
FACULTATEA DE MATEMATICA SI FIZICA

DANA DOROHOI MIHAI DELIBAȘ

LUCRARI PRACTICE DE OPTICA SI SPECTROSCOPIE

- IASI 1988 -

P R E F A T A

Indrumarul de lucrări practice de optică şi spectroscopie a fost redactat pentru studenţii Facultăţii de Matematică-Fizică, secţiile fizică şi matematică-fizică conform programelor analitice în vigoare.

Manuscrisul a fost aprobat de colectivul Catedrei de fizică şi avizat de Consiliul profesoral al Facultăţii de Matematică-Fizică şi de Biroul Senatului Universităţii "Al.I.Cuza" Iaşi.

Indrumarul conţine un număr de 24 lucrări numerotate de la I la XXIV. Contribuţia autorilor la redactarea acestor lucrări a fost următoarea:

Lector dr.Mihai Delibaş - I, II, III, IV, V, VII, XI, XVI, XVIII, XIX, XX, XXIV.

Lector dr. Dana Dorohoi - VI, VIII, IX, X, XII, XIII, XIV, XV, XVII, XXI, XXII, XXIII.

Autorii mulţumesc comisiei de analiză alcătuită din conf.dr. L.Singurel, lect.dr. M.Strat şi lect.dr. M.Toma pentru citirea atentă a manuscrisului şi pentru observaţiile şi sugestiile făcute cu multă competenţă.

Considerăm că prezentul îndrumar de lucrări practice va fi deosebit util atît studenţilor care efectuează lucrări practice de optică şi spectroscopie cît şi profesorilor de fizică în cadrul activităţilor de perfecţionare.

NORME DE TEHNICA SECURITATII MUNCII IN LABORATORUL DE OPTICA

Principalii factori care pot produce accidente în laboratorul de optică sînt: curentul electric alternativ (220 V), curentul electric continuu (110 V), radiaţiile optice emise de unele surse de radiaţii, gazul metan, unele substanţe chimice (alcool metilic, benzen, tetraclorura de carbon, ş.a.). Pe lîngă factorii amintiţi pot apare şi alţi factori determinaţi, în primul rînd, de neatenţia în timpul lucrului (manevrarea greşită a aparaturii, geamurilor, uşilor, mobilierului, etc). Pentru a preveni accidentele de muncă, studenţii şi întregul personal de laborator trebuie să participe la instructajul de protecţia muncii. După efectuarea instructajului se vor întocmi fişe de protecţia muncii semnate de toţi studenţii care au acces în laborator precum şi de personalul nou angajat. Aceste fişe se vor păstra în laborator.

Instrucţiunile de lucru şi de protecţia muncii trebuie să precizeze următoarele:

a) Sursele de curent electric şi modul de utilizare a acestora pentru prevenirea accidentelor.

b) Sursele de radiaţii şi modul de utilizare a acestora pentru protecţia vederii şi a pielii.

c) substanţele chimice toxice cu care se lucrează şi caracteristicile fizico-chimice ale acestor substanţe (acţiunea toxică asupra organismului, măsuri de prevenire).

d) Modul de utilizare a gazului metan în laborator (dacă se utilizează).

e) Măsuri de prim ajutor pentru accidente sau intoxicaţii.

Se interzice în mod categoric lucrul în laborator a persoanelor care nu au participat la instructajul de protecţia muncii sau nu au semnat fişa colectivă de protecţia muncii. Se interzice de asemenea lucrul în laborator a persoanelor care nu cunosc modul de lucru cu aparatele sau instalaţiile din laborator. Este interzis a se lăsa în funcţiune aparatele electrice sau becurile de gaz chiar dacă persoana de la lucrarea respectivă lipseşte din laborator un timp scurt.

REGULI DE PROTECTIA MUNCII IN LABORATORUL DE OPTICA

A. UTILIZAREA INSTALATIILOR ELECTRICE

1. La aparatele care funcţionează cu înaltă tensiune se va lucra conform normelor de protecţia muncii afişate la aparatele respective.

2. Aparatele electrice se vor conecta la prize cu punere la pământ prin nul, prin cordon şi fişe corespunzătoare.

3. Este interzisă conectarea aparatelor cu conductori cu izolaţie deteriorată sau fără fişe, cu scurt circuite interioare sau cu contacte interioare slabe sau defecte.

4. Legăturile electrice la prizele mobile vor fi executate astfel încît să asigure circulaţia personalului şi studenţilor în condiţii de securitate (izolarea sigură a conductelor electrice).

5. Instalaţiile electrice vor fi exploatate în aşa fel încît să fie prevenite electrocutările (prin atingere directă sau indirectă), arsurile şi incendiile.

6. Se interzice utilizarea prizelor pentru care nu este

indicată valoarea tensiunii şi felul curentului electric (c.c. sau c.a).

7. Se interzice folosirea aparatelor electrice la care se observă scîntei sau care prezintă o încălzire excesivă.

8. Se interzice conectarea mai multor aparate electrice la o singură priză.

9. Aparatele electrice vor fi conectate respectînd riguros condiţiile de voltaj indicate pe aparatul respectiv.

10. Lămpile cu descărcare cu vapori de mercur sau de natriu vor fi utilizate numai cu drosele (bobine de şoc).

11. Se interzice manipularea aparatelor electrice sau a comutatoarelor cu mîna umedă precum şi atingerea cu mîna a conductorilor şi a dispozitivelor de siguranţă.

12. La terminarea lucrului se va verifica dacă toate aparatele electrice au fost deconectate de la reţea.

13. Se interzice executarea de către personalul laboratorului a oricăror reparaţii la tablourile electrice, prize, comutatoare, etc.; în fiecare caz se va chema electricianul de întreţinere sau electricianul calificat pentru repararea aparatelor electrice, motoarelor, etc.

14. La terminarea lucrului laborantul de serviciu va controla mesele de lucru, aparatura, prizele electrice pentru a nu lăsa aparatele electrice sub tensiune, substanţe toxice în vase deschise sau vărsate pe mese, etc.

B. <u>UTILIZAREA SURSELOR DE RADIATII</u>

In laboratorul de optică şi spectroscopie se utilizează următoarele surse de radiaţii care pot fi dăunătoare pentru ochi: arcul electric, lămpi cu descărcare în vapori de mercur, dispozi-

tivé laser. Pentru a preveni leziunile ochiului de către radiaţiile ultraviolete intense emise de arcul electric sau de lămpile cu vapori de mercur se recomandă să nu se privească cu ochiul direct spre sursele de radiaţii sau să se folosească ochelari de protecţie din sticlă colorată (însăşi sticla are proprietatea de a absorbi puternic radiaţiile ultraviolete).

Laserii au cîteva proprietăţi specifice faţă de sursele de radiaţii tradiţionale: coerenţă, monocromaticitate, directivitate, densitate mare de flux de energie. Aceste proprietăţi - foarte importante în cercetare şi aplicaţii - introduc şi anumite aspecte noi care trebuie să fie luate în consideraţie în cazul lucrului cu instalaţii laser. Datorită densităţii de flux foarte mare (în special la laserii de putere) la atingerea pielii - chiar pentru un timp foarte scurt - se pot produce arsuri de diferite grade care merg pînă la carbonizarea suprafeţei organice. Datorită timpului scurt în care se produce acest efect reflexul organic de apărare, pe baza stimulului senzaţiei de arsură, nu are răgaz suficient pentru a fi eficient. Radiaţiile laser pot provoca serioase vătămări de natură oftalmologică datorită concentrării energetice a fasciculului de radiaţie care cade asupra ochiului. Radiaţia laser care pătrunde în ochi poate produce pe retină un fascicul puternic focalizat de către cristalinul ochiului. Această focalizare pe o suprafaţă foarte mică a retinei se datorează faptului că radiaţia laser are o monocromaticitate înaltă. Leziunile care apar în acest caz merg de la iritaţii ale conjuctivei, pînă la vătămări ireversibile ale retinei ceea ce duce în final la orbire. De aceea este interzis de a intercepta cu ochiul fasciculul emis de dispozitivul generator de radiaţii laser sau fasciculele laser reflectate (reemi-

se) de diferite obiecte din laborator.

C. UTILIZAREA SUBSTANȚELOR CHIMICE

1. Toate lucrările de laborator la care se utilizează substanțe chimice toxice trebuie să fie efectuate cu mare precauție. Nimic nu trebuie să decurgă la voia întîmplării și nici o neglijență nu este permisă.

2. Conducătorul lucrărilor practice se va îngriji de aplicarea și respectarea legislației pentru reglementarea regimului substanțelor și produselor toxice.

3. Scoaterea substanțelor toxice și în general a chimicalelor din laborator precum și experiențele neautorizate sînt interzise.

4. Se va afișa la loc vizibil o listă de materiale și reactivi vătămători și modul de utilizare a acestora.

Principalele substanțe chimice toxice utilizate în laboratorul de optică (în cantități mici) sînt: alcoolul metilic, benzenul, tetraclorura de carbon.

In cele ce urmează sînt prezentate proprietățile de bază ale acestor substanțe, acțiunea lor toxică, măsurile de prevenire a intoxicațiilor și măsuri de prim ajutor.

<u>ALCOOLUL METILIC</u> - Lichid incolor cu miros ce reamintește de cel al alcoolului etilic dar mai puternic iritant. Punct de fierbere 64,5°C, foarte volatil, ușor inflamabil.

<u>Acțiune toxică</u>. Este cel mai toxic dintre alcooli. Se evaporă ușor, pătrunde ușor în organism prin plămîni (și prin piele) și odată pătruns se elimină foarte greu. 5 sau 10 ml alcool metilic luat pe gură produce orbirea, 30 ml produce moartea. Intoxicația poate apărea și prin respirarea într-o cameră încărcată

cu vapori de alcool metilic sau prin udarea hainelor cu alcool metilic (absorbţie prin piele).

Măsuri de prevenire: O bună aerisire, evitarea turnărilor dintr-un vas în altul sau a vărsării alcoolului metilic pe jos. Concentraţia maximă admisă: 150 ml/m^3 aer.

Primul ajutor: Intoxicatul este scos imediat din încăpere şi dacă şi-a pierdut cunoştinţa i se face respiraţie artificială şi i se dă oxigen.

BENZEN. Lichid incolor, miros aromatic caracteristic. Punct de fierbere 80°C, foarte volatil. Vaporii sînt mai grei ca aerul. Atît sub formă lichidă cît şi sub formă de vapori este deosebit de inflamabil.

Acţiune toxică: Este unul dintre cei mai toxici solvenţi. Vaporii de benzen se absorb cu uşurinţă prin plămîni iar benzenul lichid pătrunde foarte uşor prin piele. Benzenul acţionează cu precădere asupra sistemului nervos şi asupra sîngelui.

Măsuri de prevenire: Încăperile unde se lucrează cu benzen trebuiesc foarte bine ventilate. Se va evita păstrarea benzenului în vase deschise şi răspîndirea benzenului pe jos. In încăperile cu concentraţii mari de benzen în aer se va intra numai cu mască. Concentraţia maximă admisă 50 ml/m^3 aer.

Primul ajutor: Persoana intoxicată cu benzen este dusă imediat într-o cameră aerisită şi încălzită. Dacă respiraţia este greaise va da oxigen. Dacă respiraţia s-a oprit i se va face respiraţia artificială. Aceste operaţii precum şi plasarea intoxicatului în cameră vor fi efectuate de persoane bine instruite.

TETRACLORURA DE CARBON. Lichid incolor cu miros caracteristic, punct de fierbere 77°C, neinflamabil, folosit chiar pentru stingerea incendiilor. In contact cu flacăra dă fosgen. Foar-

te bun solvent pentru grăsimi, uleiuri şi răşini.

Acţiune toxică: Este foarte toxic. Intoxicaţia se produce uşor prin respirarea vaporilor, mai puţin prin pătrunderea tetraclorurii de carbon prin piele. Imbolnăvirea poate fi foarte gravă, această substanţă atacînd puternic sistemul nervos, rinichii şi ficatul.

Măsuri de prevenire: Se impune manipularea cu grijă deosebită, astfel prevenindu-se îmbolnăvirile. Ori de cîte ori este posibil, va fi înlocuită cu solvenţi mai puţin toxici. Spălarea mîinilor cu tetraclorură de carbon este interzisă. Limita maximă admisă 50 ml/m^3 aer.

Primul ajutor: In caz de leşin se aduce accidentatul într-o cameră moderat încălzită şi bine aerisită, acolo i se vor schimba hainele şi va fi întins pe pat, cu capul nesprijinit pe perne. Se va avea grijă de încălzirea mîinilor şi picioarelor. Se va chema imediat medicul.

D. UTILIZAREA GAZULUI METAN

1. Reţeaua de gaze a laboratorului trebuie să aibă un ventil central care să permită oprirea gazelor pentru întreg laboratorul. Ventilul trebuie instalat într-un loc accesibil departe de locurile de lucru unde este folosit focul.

2. Etanşeitatea robineţilor la instalaţia de gaze se va supraveghea în mod cu totul deosebit, verificîndu-se cel puţin odată la 3 zile.

3. La aprinderea becurilor de gaz, deschiderea robinetului trebuie să se facă cu atenţie, treptat, în timp ce flacăra este adusă în prealabil la gura becului. Dacă becul se aprinde în interior, robinetul de la conducta de gaz trebuie închis imediat şi se va verifica etanşeitatea tubului de legătură cu care

este racordat bocul. Este interzis lucrul cu tub invechit sau defect. Nu se vor utiliza tuburi de legătură cu lungimea mai mare de 1,5 m.

4. La sfîrşitul lucrului se vor închide complet robinetele conductelor de gaz.

5. La începerea lucrului laborantul de serviciu are obligaţia să verifice dacă atmosfera nu este încărcată cu gaze inflamabile provenite de la conductele de gaz.

6. Dacă se observă scurgeri de gaz în laborator se iau următoarele măsuri:

a. se va întrerupe lucrul şi se evacuează imediat personalul neangajat de remedierea situaţiei.

b. Se închid toate robinetele de gaz

c. se deschid toate ferestrele

d. se opreşte scurgerea gazului prin repararea conductelor de către o persoană calificată

e. se aeriseşte laboratorul pînă la dispariţia completă a mirosului de gaz.

I. DETERMINAREA DISTANȚELOR FOCALE ALE LENTILELOR CONVERGENTE, DIVERGENTE ȘI ALE SISTEMELOR DE LENTILE

A. Scopul lucrării: Însușirea unor metode de determinare a distanțelor focale ale lentilelor și ale sistemelor de lentile.

B. Dispozitive și materiale necesare: banc optic, dispozitiv de iluminare, ecran de observație, lentile convergente și divergente de distanțe focale diferite.

C. Principiul fizic al lucrării. Modul de lucru

Pentru determinarea distanțelor focale ale lentilelor subțiri și ale sistemelor de lentile există mai multe metode. In referat vor fi prezentate unele dintre acestea.

1. Determinarea distanței focale a unei lentile convergente în baza formulei lentilelor

Să considerăm o lentilă subțire convgentă L care formează imaginea reală A'B' a unui obiect liniar AB (fig.1).

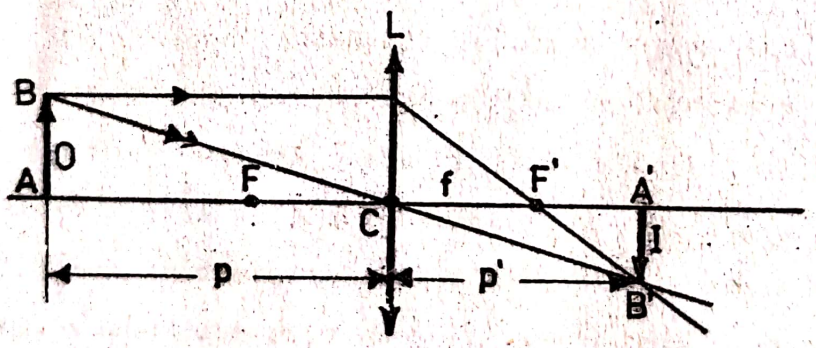


FIG.1.

Pentru o lentilă dată, de distanță focală f, poziția imaginii (distanța p') este determinată de poziția obiectului

(distanţa p) prin intermediul formulei lentilelor:

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \cdot \qquad (1)$$

Măsurînd distanţele p şi p', din formula (1) se poate determina distanţa focală f. Măsurătorile se fac utilizînd un banc optic pe care se aliniază, în ordine, o sursă de lumină S, obiectul AB, lentila L a cărei distanţă focală vrem s-o determinăm şi un ecran pe care se obţine imaginea A'B'.

Menţinînd fixe poziţiile obiectului şi ecranului pe bancul optic, se deplasează lentila pînă cînd se obţine imaginea clară a obiectului pe ecran (imaginea apare răsturnată ca în fig.1). Se măsoară şi se notează distanţele p şi p'. Se modifică apoi distanţa dintre obiect şi ecran şi se obţine din nou imaginea clară prin deplasarea lentilei. Se notează din nou distanţele p şi p'. Se fac 5-6 măsurători de acest fel pentru diferite distanţe dintre obiect şi ecran şi se calculează pentru fiecare caz în parte valoarea lui f utilizînd formula (1). Se calculează apoi valoarea medie a lui f. Datele experimentale se trec în tabelul 1.

Tabel de date experimentale

Nr. det.	p (mm)	p' (mm)	f (mm)	f_m (mm)
1				
2				
3				
• • •				

2. Determinarea distanţei focale a unei lentile convergente utilizînd formula măririi liniare transversale

Din triunghiurile asemenea ABC şi A'B'C (fig.1) rezultă că mărirea liniară transversală a lentilei este dată de relaţia:

$$M = \frac{I}{O} = \frac{p'}{p}. \qquad (2)$$

Din formulele (2) şi (1) se obţine pentru distanţa focală expresia:

$$f = p' \frac{O}{I+O} = \frac{p'}{M+1}. \qquad (3)$$

De aici rezultă că măsurînd distanţa p' de la lentilă la imagine şi mărirea liniară M, se poate determina distanţa focală. Măsurătorile se fac pe bancul optic folosind ca obiect o fantă a cărei înălţime se poate măsura suficient de exact cu ajutorul unui şubler. Mărimea imaginii se măsoară cu ajutorul unei foi de hîrtie milimetrică lipită pe ecranul de observaţie. Se fac 5-6 măsurători modificînd distanţa dintre obiect şi ecran şi se calculează valoarea lui f pentru fiecare caz. Se calculează apoi valoarea medie f_m. Datele obţinute se trec în tabel.

Tabel de date experimentale

Nr. det.	p' (mm)	O (mm)	I (mm)	M	f (mm)	f_m (mm)
1						
2						
3						
.						
.						
.						

3. <u>Determinarea distanţei focale a unei lentile convergente prin metoda lui Bessel</u>

Dacă distanţa A dintre obiect şi ecran este suficient de mare, astfel încît $A > 4f$, din formula (1) şi relaţia $p+p'=A$ rezultă că există două poziţii ale lentilei pentru care pe ecran se obţin imagini clare. (fig.2). In poziţia (I), imaginea $A'B'$ este mărită iar în poziţia (II) imaginea $A''B''$ este micşorată. Notînd cu x distanţa de la poziţia (II) la ecran, cu d distanţa

dintre cele două poziţii şi aplicînd succesiv formula (1) pentru cele două poziţii ale lentilei se obţin relaţiile:

$$f = \frac{(A-d-x)(d+x)}{A} . \qquad (4)$$

$$f = \frac{(A-x)x}{A} . \qquad (5)$$

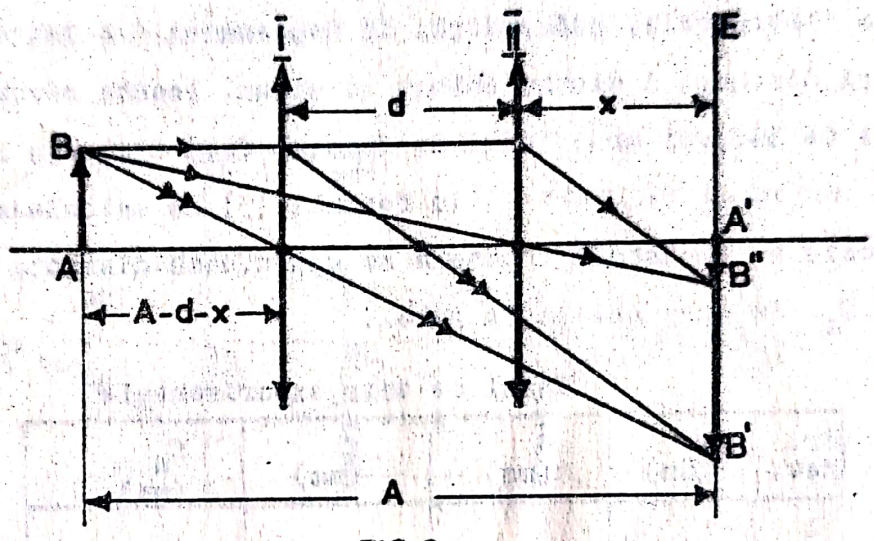


FIG.2.

Egalînd cele două expresii ale lui f se obţine $x = \frac{A-d}{2}$ şi $A-d-x = \frac{A-d}{2}$ ceea-ce înseamnă că distanţa de la obiect la poziţia I este egală cu distanţa de la ecran la poziţia II (cele două poziţii sînt simetrice faţă de mijlocul distanţei dintre obiect şi ecran). Inlocuind în (5) valoarea de mai sus a lui x se obţine formula lui Bessel:

$$f = \frac{A^2-d^2}{4A} . \qquad (6)$$

De aici rezultă că măsurînd distanţele A şi d se poate determina distanţa focală f. Pentru efectuarea măsurătorilor, obiectul, lentila şi ecranul se aşează pe banculoptic astfel încît distanţa A să fie suficient de mare. Deplasînd lentila în lungul banculuioptic se verifică dacă se obţin cele două

imagini clare. Dacă acestea nu se obţin, se măreşte şi mai mult distanţa A dintre obiect şi ecran. Se citesc pe bancul optic cele două poziţii ale lentilei pentru care se obţin imagini clare. Diferenţa dintre cele două poziţii dă deplasarea d a lentilei. Se măsoară şi distanţa A dintre obiect şi ecran. Aceste măsurători se repetă de 5-6 ori modificînd de fiecare dată distanţa A. Înlocuind valorile obţinute în formula (5) se calculează distanţa focală f. Cu datele obţinute se calculează distanţa focală medie f_m. Se trec datele în tabel.

Tabel de date experimentale

Nr. det.	A (mm)	d (mm)	f (mm)	f_m (mm)
1				
2				
3				
.				
.				
.				

Spre deosebire de metodele prezentate anterior, în metoda Bessel nu se cere să se măsoare distanţele p şi p' şi deci să se cunoască poziţiile planelor principale ale lentilelor ci este suficient să se măsoare distanţa A şi deplasarea d a lentilei. De aceea, această metodă poate fi utilizată pentru determinarea distanţelor focale atît a lentilelor subţiri cît şi a lentilelor groase. Deoarece distanţele A şi d se pot măsura cu mare precizie rezultatele obţinute prin această metodă sînt foarte precise.

4. <u>Determinarea distanţelor focale ale lentilelor divergente</u>

Deoarece lentilele divergente nu dau imagini reale, determinarea distanţelor focale nu se poate face direct prin metode de tipul celor descrise pentru lentilele convergente. Una din-

tre metodele utilizate pentru determinarea distanței focale a unei lentile divergente se bazează pe utilizarea unui sistem optic format din lentila divergentă L_D a cărei distanță focală trebuie determinată și o lentilă convergentă L_C aleasă și așezată astfel încît sistemul să fie convergent (fig.3).

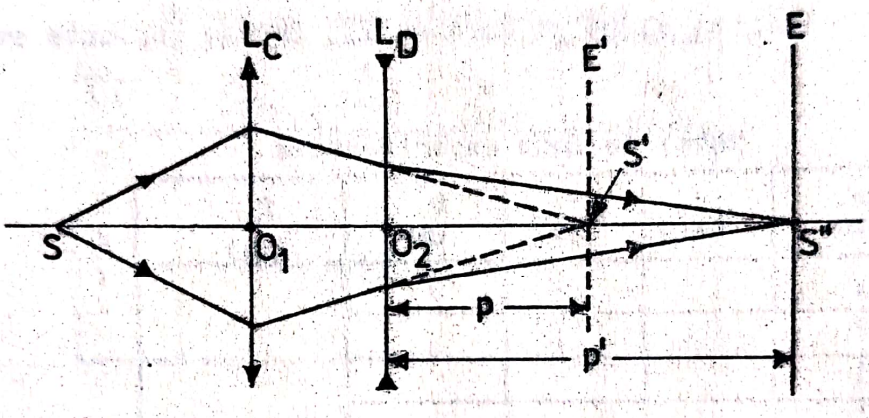


Fig.3.

Pe bancul optic se așează sursa de lumină S și lentila convergentă L_C care formează imaginea <u>reală și micșorată</u> a sursei pe un ecran situat în poziția S'. Se citește poziția lui S' pe bancul optic. După aceasta, între lentila convergentă L_C, a cărei poziție rămîne fixă, și poziția imaginii S' se așează lentila divergentă L_D a cărei distanță focală vrem s-o determinăm. In aceste condiții, imaginea sursei se depărtează din S' în S". Se citește și poziția imaginii S". Se poate considera că imaginea S' este obiect virtual pentru lentila L_D iar S" este imaginea acestuia. Notînd $S"O_2=p'$ și $S'O_2=p$ și aplicînd formula lentilelor pentru lentila divergentă L_D se obține:

$$-\frac{1}{f}=\frac{1}{p}-\frac{1}{p'} \qquad (7)$$

de unde rezultă:

$$f=\frac{pp'}{p-p'}. \qquad (8)$$

Măsurînd distanțele p și p', cu ajutorul formulei (8) se calculează distanța focală f a lentilei divergente. Se fac 5-6 măsurători pentru diferite distanțe dintre cele două lentile și apoi se calculează valoarea medie f_m. (Inainte de începerea măsurătorilor se verifică dacă folosind ambele lentile se obține o imagine clară pe ecranul E). Datele obținute se trec în tabel.

Tabel de date experimentale

Nr. det.	p (mm)	p' (mm)	f (mm)	f_m (mm)
1				
2				
3				
. . .				

5. Determinarea distanței focale a unui sistem de lentile

In cazul sistemelor optice convergente formate din două sau mai multe lentile, determinarea distanței focale a sistemului se poate face fără a fi necesară determinarea distanțelor focale ale lentilelor componente. Una din cele mai simple și mai precise metode care poate fi utilizată în acest scop este metoda Bessel care se utilizează și în cazul lentilelor convergente. Măsurătorile se fac așezînd sursa s și ecranul pe banculoptic astfel ca distanța dintre ele să fie suficient de mare. In calitate de sistem optic se folosește un ansamblu de două lentile convergente sau una convergentă și alta divergentă așezate una față de alta la o anumită distanță (fixă) astfel încît sistemul să fie convergent (să formeze imagine clară pe ecran). Deplasînd sistemul în lungul banculuioptic se obțin cele două

imagini clare ale obiectului s şi se citesc pozițiile corespunzătoare ale sistemului optic față de un reper ales. În mod convenabil. Distanța dintre cele două poziții ale sistemului optic în raport cu reperul ales dă deplasarea d a sistemului. Măsurînd distanța A dintre obiect şi ecran, cu ajutorul formulei (6) se calculează distanța focală f_s a sistemului. Se fac 5-6 determinări pentru diferite valori ale lui A şi se calculează valoarea medie f_{sm}. Datele experimentale obținute se trec în tabel.

Tabel de date experimentale

Nr. det.	A (mm)	d (mm)	f_s (mm)	f_{sm} (mm)
1				
2				
3				
. . .				

II. STUDIUL DEFECTELOR LENTILELOR

A. Scopul lucrării: Studiul unor defecte ale lentilelor: astigmatismul, aberaţia de sfericitate, coma şi aberaţia cromatică.

B. Aparate şi dispozitive necesare: banc optic cu dispozitiv de iluminare, filtre pentru obţinerea radiaţiilor monocromatice roşii şi albastre, lentilă convergentă, diafragme circulare şi inelare, ecran de observaţie.

C. Principiul fizic al lucrării

Radiaţiile optice ne pot furniza informaţii despre forma obiectelor prin intermediul imaginilor obţinute cu ajutorul unor sisteme optice. Studiul formării imaginilor arată că condiţia de bază pe care trebuie să o îndeplinească un sistem optic pentru a forma imagini corecte (asemănătoare cu obiectul) este ca el să transforme fasciculele de raze omocentrice care vin de la fiecare punct al obiectului în fascicule de raze tot omocentrice cu focarele în punctele imagine. Deoarece fasciculelor de raze omocentrice le corespund suprafeţe de undă sferice cu centrele în focarele fasciculelor, rezultă că orice abatere a suprafeţei de undă a fasciculului emergent de la forma sferică arată că sistemul optic nu este capabil să formeze imagini asemănătoare cu obiectul. Un sistem optic care transformă fiecare fascicul omocentric incident în fascicul emergent tot omocentric se numeşte sistem optic stigmatic. In cazul sistemelor optice se poate stabili în general o relaţie între coordonatele punctelor obiect şi coordonatele punctelor imagine. Perechea de puncte obiect-imagine ale căror coordonate sînt legate prin astfel de relaţii poartă denumirea de puncte

conjugate. Suprafeţele din spaţiul obiect şi suprafeţele din spaţiul imagine care sînt formate din puncte conjugate unele cu altele se numesc suprafeţe aplanetice. Din cele prezentate mai sus rezultă că pentru a cunoaşte în ce măsură sistemele optice transmit informaţiile referitoare la forma obiectelor (fără a le deforma) trebuie să studiem modificările pe care le produc aceste sisteme în structura geometrică a fasciculelor de radiaţii. Ţinînd seama de faptul că razele fasciculului de radiaţii sînt ortogonale la suprafaţa de undă, rezultă că structura geometrică a fasciculelor de radiaţii poate fi stabilită studiind forma suprafeţelor de undă. În cele ce urmează ne vom referi la sistemele optice formate din una sau mai multe lentile.

În aproximaţia razelor paraxiale (aproximaţiile lui Gauss) lentilele sînt sisteme optice stigmatice. În practică nu ne putem limita însă numai la utilizarea fasciculelor paraxiale deoarece de multe ori este necesar să obţinem imaginile unor obiecte de dimensiuni mari, de la care vin raze puternic înclinate faţă de axa optică a sistemului. În alte cazuri este necesar să obţinem imagini foarte luminoase şi deci trebuie să folosim fascicule de lumină largi cu raze depărtate de axa optică. În alte cazuri este necesar să folosim fascicule de lumină nemonocromatice, cum ar fi, de exemplu, lumina albă. În toate aceste cazuri, imaginile obţinute nu sînt perfect asemănătoare cu obiectele respective şi prezintă o serie de defecte cunoscute sub denumirea de aberaţii. Unele dintre acestea se datoresc schimbării structurii geometrice a fasciculelor de radiaţii determinate de forma suprafeţelor de separaţie şi se numesc aberaţii geometrice iar altele se datoresc variaţiei indicelui de refracţie cu lungimea de undă a radiaţiilor (dispersie) şi se numesc aberaţii cromatice.

Cunoaşterea defectelor lentilelor şi găsirea soluţiilor pentru diminuarea acestora are mare importanţă pentru realizarea diferitelor sisteme optice. Deoarece o lentilă simplă şi nediafragmată poate prezenta simultan mai multe defecte, studiul fiecărui defect se face impunînd anumite limitări fasciculelor de raze utilizate astfel încît efectul celorlalte defecte să fie redus la minimum posibil.

In cele ce urmează vom analiza în ce condiţii se produc şi cum se manifestă principalele tipuri de defecte ale lentilelor simple (necorijate) începînd cu defectele geometrice care se manifestă şi în lumină monocromatică.

α) <u>Astigmatismul</u>. Astigmatismul este un defect care apare cînd razele de radiaţii optice care provin de la un punct obiect ajung pe lentilă sub unghiuri mari faţă de axa optică a lentilei. In aceste condiţii, chiar dacă fasciculul incident este îngust, prin refracţie în lentilă, fasciculul de raze îşi pierde proprietatea de a fi omocentric. Dacă fasciculul de raze este îngust, imaginea punctului apare sub forma a două segmente de dreaptă ortogonale unul pe altul şi situate la distanţe diferite faţă de lentilă. Această transformare a unui fascicul de raze omocentric în unul neomocentric se numeşte <u>astigmatism</u>. Pentru a explica astigmatismul vom analiza forma suprafeţei de undă pentru un fascicul elementar (îngust) de raze refractate. Deoarece fasciculul nu este omocentric rezultă că suprafaţa normală la razele fasciculului (suprafaţa de undă) nu este sferică.

Fie elementul de suprafaţă $\Delta\Sigma$ (fig.1) suprafaţa de undă a fasciculului elementar neomocentric. Pe orice suprafaţă curbă există două familii de curbe ortogonale între ele care au proprietatea că secţiunile normale la elementul de suprafaţă prin punc-

le acestor curbe au raza de curbură minimă şi respectiv maximă. Aceste curbe se numesc <u>linii de curbură</u>. Pentru un element de suprafaţă infinit mic, normalele duse în punctele liniilor de curbură se intersectează în centrele de curbură corespunzătoare elementului de suprafaţă. Lungimile segmentelor normale duse de la suprafaţă la centrele de curbură sînt egale cu una din cele două raze de curbură principale. Să admitem că elementul de suprafaţă $\Delta\Sigma$ este limitat de liniile de curbură. Atunci normalele

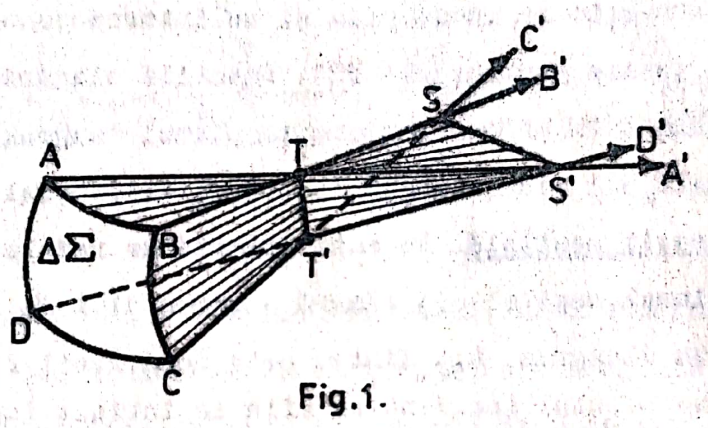


Fig.1.

duse în punctele liniilor de curbură paralele cu AB se întîlnesc în puncte care determină segmentul TT' (de ex. razele AA' şi BB' se intersectează în punctul T). Normalele duse în punctele celeilalte familii de linii de curbă (paralele cu AD) se intersectează în puncte care determină segmentul SS' (de ex. razele BB' şi CC' se intersectează în S). Punctele T şi S sînt două centre de curbură iar segmentele TB şi SB sînt două raze de curbură principale ale suprafeţei $\Delta\Sigma$, determinate pentru punctul B. Razele care nu trec prin aceeaşi linie de curbură nu se intersectează (de ex. razele AA'şi CC'). Totalitatea centrelor de curbură pentru elementul de suprafaţă de undă $\Delta\Sigma$ determină două linii focale,

TT' şi SS'.

Dacă pentru un element infinit mic de suprafaţă de undă ambele raze de curbură principale sînt egale atunci acest element infinit mic de suprafaţă de undă este sferic. În acest caz ambele linii focale se reduc la un singur focar punctiform (fasciculul este omocentric).

Planul determinat de raza centrală a fasciculului omocentric incident şi axa optică a lentilei se numeşte plan tangenţial (sau meridional) iar planul perpendicular pe acesta se numeşte plan sagital. Razele incidente din planul tangenţial rămîn şi după refracţie în acest plan şi se intersectează într-un punct al liniei focale tangenţiale TT'. Datorită simetriei, linia focală tangenţială este perpendiculara la planul tangenţial. Cealaltă linie focală, SS', este situată în planul tangenţial şi se numeşte linie focală sagitală. Ea este formată de razele care se propagă în planul sagital. Ca măsură a defectului de astigmatism se foloseşte distanţa A_{ST} dintre cele două linii focale. Dacă focarul fasciculului incident se află la infinit (undă plană), notînd distanţa focală a lentilei pentru razele din planul tangenţial cu f_T şi pentru razele din planul sagital cu f_S putem exprima distanţa de astigmatism prin formula:

$$A_{ST}=f_S-f_T . \qquad (1)$$

A_{ST} se numeşte distanţă de astigmatism principală.

D.1. Modul de lucru pentru studiul experimental al astigmatismului

Se foloseşte dispozitivul reprezentat schematic în fig. 2. În calitate de sursă punctiformă se foloseşte un mic orificiu s practicat într-un ecran opac (1) pe care se concentrează fasciculul de radiaţii care provin de la dispozitivul de iluminare (2)

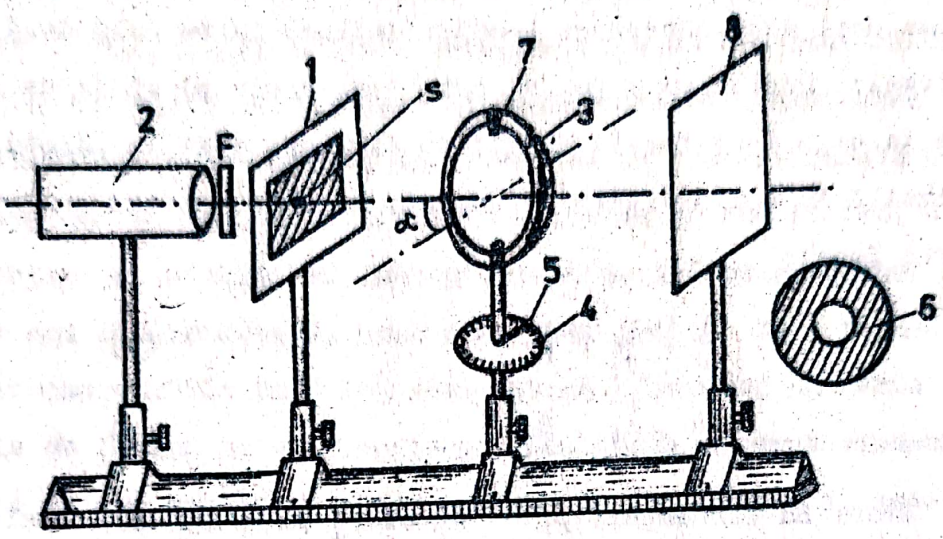


FIG.2.

prevăzut cu o lentilă condensor. Lentila de studiat (3) poate fi rotită în jurul unui ax vertical pentru a modifica unghiul de înclinare α al fasciculului omocentric față de axa optică a lentilei. Unghiul α se citește pe discul gradat (4) folosind reperul (5). Limitarea secțiunii fasciculului incident se realizează cu o diafragmă circulară (6) care se montează în fața lentilei cu ajutorul unei cleme (7). Structura geometrică a fasciculului emergent se studiază cu ajutorul ecranului (8). Se așează lentila față de punctul s la o distanță p mai mare decît distanța ei focală f și se orientează astfel încît sursa punctiformă s să se găsească pe axa optică a lentilei. Deplasînd ecranul în lungul banculai optic se urmărește structura fasciculului emergent și forma imaginii punctului s.

Se determină distanța p' de la lentilă la imaginea punctului s.

Rotind lentila cu un unghi oarecare și deplasînd ecranul

se constată că fasciculul emergent nu mai este omocentric, în funcţie de poziţia ecranului, imaginea punctului s apare sau sub forma unui segment de dreaptă (vertical sau orizontal)sau sub forma unei pete circulare (pseudoimagine) între cele două linii focale. Pentru un unghi α dat, distanţele p'_T şi p'_S de la lentilă la cele două focale depind de distanţa p de la punctul s la lentilă în conformitate cu formula lentilei scrisă pentru cele două focale:

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'_T} = \frac{1}{f_T} \cdot \qquad (2)$$

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'_S} = \frac{1}{f_S} \cdot \qquad (3)$$

Măsurînd distanţele p, p'_T şi p'_S şi folosind formulele (2) şi (3) se determină distanţele focale f_T şi f_S. Cu datele obţinute, folosind formula (1), se determină distanţele de astigmatism Δ_{ST}. Măsurătorile se efectuează în acelaşi mod modificînd unghiul α din 5 în 5 grade pentru o distanţă p constantă.

E.1. Tabel cu date experimentale

p= ... cm

Nr. det.	α (grade)	p'_T (mm)	p'_S (mm)	f_T (mm)	f_S (mm)	Δ_{ST} (mm)
1	0					
2	5					
3	10					
.	.					
.	.					
.	.					

Se reprezintă grafic funcţia $\Delta_{ST}=f(\alpha)$.

β) Aberaţia de sfericitate. Aberaţia de sfericitate a unei lentile este un defect care apare cînd se folosesc fasciculele de lumină largi şi se datorează faptului că lentila refractă

mai puternic razele de lumină mai depărtate de axa optică şi mai puţin razele centrale, care se propagă în vecinătatea axei optice (fig.3). Într-adevăr, lentila poate fi considerată în prima aproximaţie că o prismă cu unghi variabil care scade în mod continuu de la margini spre centru. Ca urmare, razele care pornesc de la un izvor punctiform s situat pe axa optică, după refracţie în lentilă, se intersectează pe axă pe porţiunea PM şi se mai intersectează, două cîte două vecine, pe o suprafaţă de revoluţie BDPCA în jurul axei optice. Datorită simetriei, razele de lumină care traversează lentila la aceeaşi distanţă h faţă de axa optică se intersectează pe axa optică în acelaşi

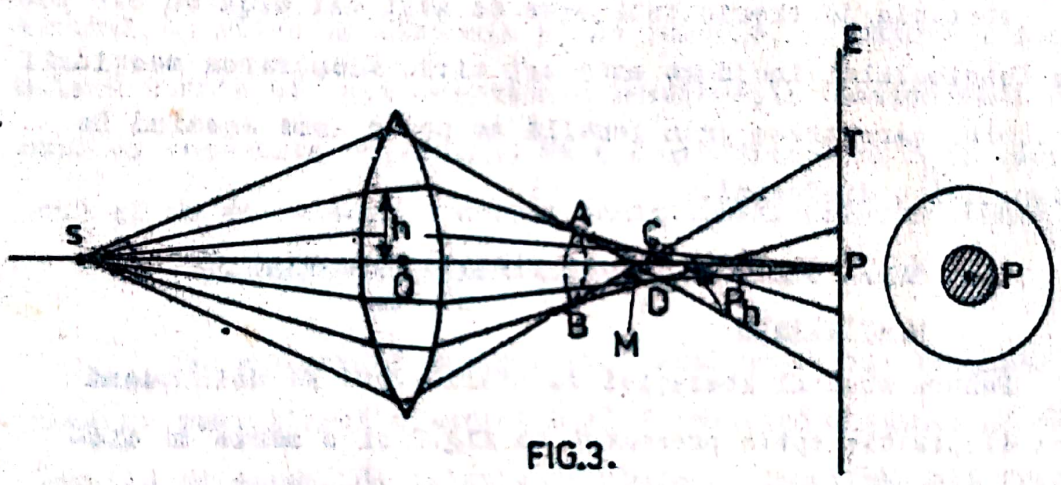


FIG.3.

punct P_h. Suprafaţa de undă a fasciculului emergent apare deci ca o dublă suprafaţă de revoluţie din care una degenerată într-o dreaptă PM iar una de forma unui cornet, cu vîrful în punctul P_0 care este imaginea lui s dată de razele paraxiale. Pe un ecran de observaţie E, imaginea punctului s apare ca o pată circulară iluminată neuniform, cu suprafaţa mai mare sau mai mică în funcţie de poziţia ecranului E. Acest defect poartă denumirea de <u>aberaţie de sfericitate</u>. Ca măsură a aberaţiei de sfericitate

se la mărimea segmentului MP= λ_p numită <u>aberaţie de sfericitate longitudinală</u> şi raza PT= τ_p a petei luminoase obţinută pe ecranul E aşezat perpendicular pe axa optică în punctul P, numită <u>aberaţie de sfericitate transversală</u>. Ca imagine a punctului s se consideră pata circulară CD, cu secţiunea minimă, pentru care iluminarea are valoarea cea mai mare (fig.3).

Aberaţia de sfericitate se manifestă pentru orice distanţă p de la punctul s la lentilă. Dacă obiectul s se află la infinit (fasciculul incident este de raze paralele), aberaţia de sfericitate este redusă la minim. În acest caz, cele două mărimi care exprimă măsura cantitativă a aberaţiei de sfericitate se numesc <u>aberaţii de sfericitate principale</u> şi se notează cu λ şi, respectiv τ.

Aberaţia de sfericitate este cu atît mai mică cu cît secţiunea fasciculului incident este mai mică. Micşorarea secţiunii fasciculului care trece prin lentilă se poate face aşezînd în faţa lentilei o diafragmă.

D.2. <u>Modul de lucru pentru studiul aberaţiei de sfericitate</u>.

Pentru studiul aberaţiei de sfericitate se utilizează acelaşi dispozitiv optic prezentat în fig.2 şi o serie de diafragme inelare ca cea din fig.4, cu diametre diferite care permit să urmărim contribuţia diverselor zone ale lentilei la formarea imaginii punctului s. Pentru a elimina defectul de aberaţie cromatică se lucrează cu lumină monocromatică situînd în drumul fasciculului incident un filtru F (fig.2) de culoare roşie sau albastră. Se agaţă pe montura lentilei diafragma

(6) (fig.2) şi se orientează lentila astfel incît obiectul punctiform s să fie pe axa optică a lentilei. Deschiderea diafragmei fiind suficient de mică, pe lentilă cade un fascicul de raze paraxiale. Deplasînd ecranul E se determină distanţa p'_0 dintre lentilă şi punctul P unde se obţine imaginea punctiformă a punctului s. Se aşează apoi

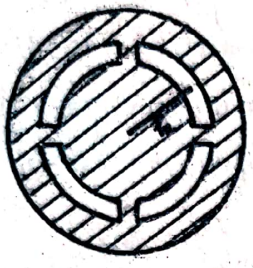


FIG.4.

în faţa lentilei diafragma inelară cu raza h cea mai mică. Pe ecranul E, aflat la distanţa p'_0 de lentilă, se obţine o zonă inelară iluminată care reprezintă intersecţia fasciculului emergent cu suprafaţa ecranului. Se măsoară diametrul D_h al acestei pete şi se calculează aberaţia transversală folosind formula:

$$\tau_{ph} = \frac{D_h}{2}. \qquad (4)$$

Se deplasează ecranul pînă cînd se obţine imaginea aproximativ punctiformă a sursei s şi se măsoară distanţa p'_h dintre lentilă şi ecran. Se calculează aberaţia longitudinală folosind formula:

$$\lambda_{ph} = p'_0 - p'_h . \qquad (5)$$

In acelaşi mod se determină mărimile τ_{ph} şi λ_{ph} folosind diafragme cu raza h din ce în ce mai mare.

E.2. <u>Tabel cu date experimentale</u>

p = ... mm

Nr. det.	p'_0 (mm)	h (mm)	p'_h (mm)	τ_{ph} (mm)	λ_{ph} (mm)
1					
2					
3					
⋮					

4°) Aberaţia cromatică. La studiul aberaţiilor geometrice prezentate mai sus s-a considerat că radiaţia incidentă pe lentilă este monocromatică şi ca urmare s-a admis că indicele de refracţie al lentilei este constant. În cazul utilizării fasciculelor de lumină albă, datorită dependenţei indicelui de refracţie cu lungimea de undă, apare un alt defect al lentilei numit aberaţie cromatică. Totodată aberaţiile geometrice studiate anterior apar simultan pentru toate radiaţiile componente ale luminii albe. Analizînd formula lentilelor scrisă sub forma:

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \qquad (6)$$

se constată că pentru o poziţie dată a punctului obiect (p=const) poziţia punctului imagine (distanţa p') depinde de indicele de refracţie n al lentilei prin intermediul distanţei focale f dată de relaţia:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \qquad (7)$$

unde R_1 şi R_2 sînt razele de curbură ale lentilei.

Deoarece indicele de refracţie scade odată cu creşterea lungimii de undă (v. dispersia luminii), rezultă că distanţa focală a lentilei creşte odată cu creşterea lungimii de undă. Ca urmare, un fascicul incident de raze paralele de lumină albă, paralele cu axa optică, va da o infinitate de focare în diferite culori cuprinse între focarul radiaţiilor violete F_V şi focarul radiaţiilor roşii F_R (fig.5). Apare deci o dispersie a focarelor. Pe un ecran perpendicular pe axa optică în punctul F_R se va obţine o pată circulară colorată la margini în violet iar în poziţia F_V o pată circulară colorată la margini în roşu. Distanţa $\Delta f = f_R - f_V$ se numeşte aberaţie cromatică longitudinală iar raza ζ a

petei AB de secţiune minimă se numeşte aberaţie ... tică transversală. Defectul de aberaţie cromatică se manifestă pentru or... distanţă a obiectului faţă de lentilă.

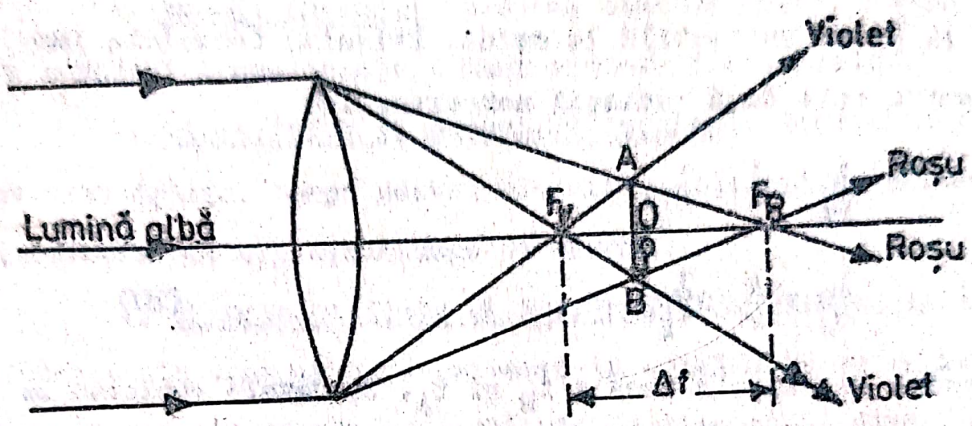


Fig.5

D.3. Modul de lucru pentru studiul experimental al aberaţiei cromatice

Se foloseşte dispozitivul reprezentat în fig.2 în modul următor: Se aşează în faţa lentilei o diafragmă circulară(6), pentru a diminua aberaţia de sfericitate, şi se iluminează lentila cu lumină albă care provine de la punctul s situat pe axa optică a lentilei la o distanţă p>f. Se deplasează ecranul de observaţie (8) şi se urmăreşte structura geometrică şi compoziţia spectrală a fasciculului emergent pentru diferite poziţii ale ecranului. După observarea calitativă a modului de manifestare a aberaţiei cromatice, se trece la determinarea cantitativă a aberaţiei cromatice longitudinale Δf.

Pentru aceasta, menţinînd distanţa p constantă se obţin pe ecran imaginile punctului s în lumină monocromatică roşie (folosind filtrul roşu) şi în lumină monocromatică albastră

(folosind filtrul albastru) şi se măsoară distanţele respective p'_R şi p'_A de la lentilă la ecran. Folosind formulele lentilei pentru cele două radiaţii monocromatice

$$\frac{1}{p'_R} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f_R} \qquad (9)$$

$$\frac{1}{p'_A} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f_A} \qquad (10)$$

se determină distanţele focale f_R şi f_A. Cu datele obţinute se determină aberaţia cromatică longitudinală folosind formula:

$$\Delta f = f_R - f_A \qquad (11)$$

Se repetă măsurătorile de 5-6 ori şi se calculează valoarea medie a lui Δf.

E.3. Tabel cu date experimentale

$p = \ldots$ mm

Nr. det.	p'_R (mm)	p'_A (mm)	f_R (mm)	f_A (mm)	Δf (mm)	Δf_{med} (mm)
1						
2						
3						
⋮						

III. MICROSCOPUL. DETERMINAREA LUNGIMII (GROSIMII) UNOR OBIECTE MICROSCOPICE PE DIRECTIE PERPENDICULARĂ LA AXA OPTICĂ A MICROSCOPULUI.

A. Scopul lucrării: Studiul microscopului. Determinarea lungimii transversale a unor obiecte microscopice.

B. Dispozitive şi materiale necesare: microscop cu şurub micrometric, lampă pentru microscop, micrometru obiectiv, micrometru ocular, eşantioane de studiu.

C. Principiul fizic al lucrării: Microscopul este un sistem optic centrat care lucrează în combinaţie cu ochiul şi care ne permite să observăm obiecte de dimensiuni mici (detalii) pe care nu le putem observa cu ochiul liber. El este format din două sisteme de lentile convergente: obiectivul cu distanţa focală mică de cîţiva milimetri şi ocularul cu distanţa focală de ordinul centimetrului. Cele două sisteme de lentile sînt montate într-un tub cilindric numit tubul microscopului şi care poate fi deplasat în lungul axei optice cu ajutorul unei cremaliere şi a unui şurub micrometric. Distanţa Δ dintre focarul imagine al obiectivului şi focarul obiect al ocularului se numeşte interval optic şi este egală, de regulă, cu 160 mm. In principiu, se poate considera că fiecare din sistemele de lentile care formează obiectivul sau ocularul este echivalent cu o lentilă convergentă subţire. Schema optică de principiu a microscopului şi modul de formare a imaginii în microscop, în aproximaţia opticii geometrice, sînt reprezentate în fig.1. Obiectul de studiat AB, de dimensiuni mici, se aşează în faţa focarului obiect F_1 al obiectivului Ob dar foarte aproape de focar. Obiectivul formează imaginea A'B' care este reală, răs-

turnată şi mai mare decît obiectul. Observatorul priveşte imaginea A'B' prin ocularul Oc care funcţionează ca o lupă, deoarece este plasat astfel încît imaginea A'B' este situată între

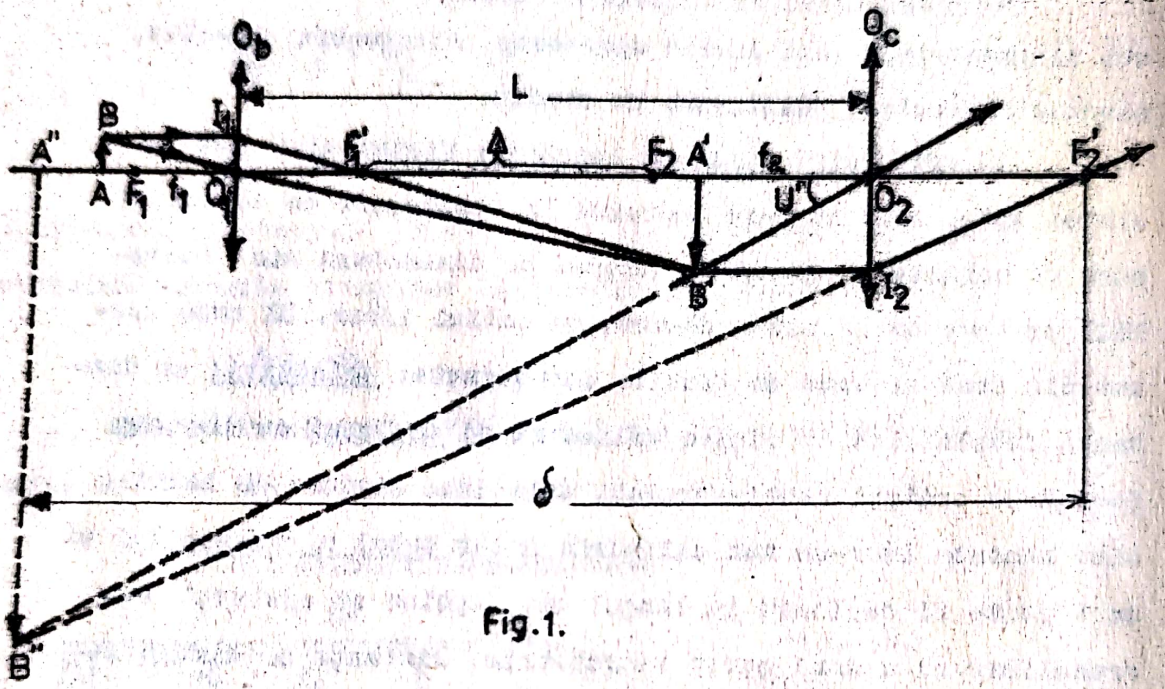


Fig.1.

ocularul Oc şi focarul obiect F_2 dar foarte aproape de focar. Imaginea finală A"B" este răsturnată faţă de obiect, virtuală şi mult mărită. Ea se formează faţă de ochi la o distanţă $\delta \simeq$ 25 cm numită <u>distanţă de vedere optimă</u>. Datorită capacităţii de acomodare a ochiului, imaginea A"B" poate fi văzută clar cînd ocularul se îndepărtează de obiectiv din poziţia pentru care δ =25 cm pînă în poziţia în care F_2 coincide cu planul imaginii A'B' şi cînd imaginea A"B" se formează la infinit.

Principalele mărimi caracteristice unui microscop sînt: <u>puterea de mărire</u>, <u>mărirea liniară transversală</u>, <u>puterea de separaţie</u> şi <u>adîncimea cîmpului</u>.

Prin puterea de mărire a unui microscop se înțelege mărimea numeric egală cu raportul dintre unghiul U' sub care se vede imaginea obiectului prin microscop (fig.1) și mărimea obiectului:

$$P = \frac{U'}{AB} . \qquad (1)$$

Puterea de mărire P poate fi exprimată în funcție de distanțele focale f_1 și f_2 ale obiectivului și ocularului și de intervalul optic Δ după cum rezultă din următorul raționament. Inmulțind și împărțind formula (1) cu A'B' se poate scrie:

$$P = \frac{A'B'}{AB} \cdot \frac{U'}{A'B'} . \qquad (2)$$

Din triunghiurile asemenea ABO_1 și $O_1A'B'$ (fig.1), făcînd aproximațiile $F_1'A' \simeq \Delta$ și $AO_1 \simeq f_1$ se obține:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{\Delta}{f_1} . \qquad (3)$$

Pe de altă parte, din triunghiul $A'B'O_2$ (fig.1), în care unghiul U' este foarte mic deoarece obiectul AB este în realitate foarte mic, făcînd aproximațiile $A'O_2 \simeq f_2$ și $tg\ U' \simeq U'$ se obține:

$$A'B' \simeq f_2 U' . \qquad (4)$$

Inlocuind (4) și (3) în (2) rezultă formula:

$$P \simeq \frac{\Delta}{f_1 f_2} . \qquad (5)$$

Ținînd seama de faptul că distanțele focale f_1 și f_2 sînt mici în comparație cu distanța L dintre obiectiv și ocular (lungimea tubului microscopului) se poate face aproximația $\Delta \simeq L$ iar formula (5) poate fi scrisă sub forma:

$$P \simeq \frac{L}{f_1 f_2} , \qquad (6)$$

Puterea de mărire se exprimă în dioptrii. Formula (6) arată că puterea de mărire este invers proporțională cu distanțele focale ale obiectivului și ocularului. În conformitate cu formulele (1) și (6) cu cît P este mai mare (f_1 și f_2 mai mici) cu atît unghiul U' sub care se vede imaginea este mai mare și cu atît este mai mare capacitatea microscopului (din punct de vedere al opticii geometrice) de a forma imagini distincte a două puncte obiect A și B apropiate. Teoria formării imaginii în microscop arată că distanța minimă $(AB)_{min}$ dintre două puncte obiect care mai pot fi văzute distinct cu ajutorul microscopului este limitată de fenomenul de difracție care are loc la trecerea fasciculelor de radiații prin deschiderea lentilei obiectiv. Această distanță minimă este dată de formula:

$$(AB)_{min} = \frac{0,61\lambda}{n \sin U_m} \qquad (7)$$

în care λ este lungimea de undă a radiației utilizate pentru iluminarea obiectului, U_m este valoarea maximă a unghiului pe care îl formează cu axa optică razele care provin de la un punct al obiectului situat pe axa optică și pătrund în lentila obiectiv iar n este indicele de refracție al mediului în care se află cele două puncte obiect. Mărimea:

$$R = \frac{1}{(AB)_{min}} = \frac{n \sin U_m}{0,61\lambda} \qquad (8)$$

se numește <u>putere de separație</u> (rezoluție) a microscopului. Ea nu depinde de distanțele focale ale obiectivului și ocularului și în consecință nu poate fi mărită prin creșterea puterii de mărire P.

O altă mărime caracteristică microscopului este <u>mărirea liniară transversală</u> M definită ca fiind o mărime numeric egală

cu raportul dintre mărimea imaginii A"B" aflată la distanța de vedere optimă δ și mărimea obiectului:

$$M = \frac{A''B''}{AB} . \qquad (9)$$

Inmulțind și împărțind formula (9) cu A'B' se poate scrie:

$$M = \frac{A''B''}{A'B'} \cdot \frac{A'B'}{AB} \qquad (10)$$

Din triunghiurile asemenea $A''B''F_2'$ și $O_2I_2F_2'$ (fig.1), făcînd aproximația $A''O_2 = \delta$ se obține:

$$\frac{A''B''}{O_2I_2} = \frac{A''B''}{A'B'} = \frac{\delta}{f_2} . \qquad (11)$$

Inlocuind (11) și (3) în (10) se obține formula:

$$M = \frac{\delta \Delta}{f_1 f_2} . \qquad (12)$$

Tinînd seama de (5), formula (12) poate fi scrisă sub forma:

$$M = P \delta . \qquad (13)$$

Formula (13) stabilește legătura între puterea de mărire a microscopului și mărirea liniară transversală. In conformitate cu formulele (5) și (12) schimbînd obiectivul sau ocularul cu altele de alte convergențe, mărimile P și M se modifică.

Deoarece raportul (3) exprimă <u>mărirea liniară transversală a ocularului</u> (M_{oc}) iar raportul (11) exprimă <u>mărirea liniară transversală a obiectivului</u> (M_{ob}), din (12) rezultă că mărirea liniară a microscopului poate fi exprimată prin formula:

$$M = M_{oc} \cdot M_{ob} . \qquad (14)$$

De regulă, valorile mărimilor M_{oc} și M_{ob} sînt înscrise pe monturile ocularului, respectiv, obiectivului.

Din teoria sistemelor optice centrate se știe că distanțele focale f și f' ale microscopului pot fi exprimate prin formula:

$$f = f' = -\frac{f_1 f_2}{\Delta} . \qquad (15)$$

Să notăm cu x distanța de la obiect la focarul principal obiect al microscopului și cu x' distanța de la imagine la focarul principal imagine al microscopului, atunci, în conformitate cu ecuația punctelor conjugate în forma dată de Newton putem scrie:

$$xx' = ff'. \qquad (16)$$

Din (16) rezultă că dacă obiectul se deplasează din planul focal obiect (x=0) pînă la distanța Δx_0 dată de relația:

$$\Delta x_c \delta = ff' \qquad (17)$$

imaginea se deplasează de la infinit ($x' = \infty$) la distanța de vedere optimă ($x' = \delta$). Dacă deplasarea obiectului este mai mare decît distanța Δx_c dată de relația (17), imaginea nu mai este clară pentru ochi. Din (15), (17) și (5) rezultă:

$$\Delta x_c = \frac{1}{\delta} \left(\frac{f_1 f_2}{\Delta}\right)^2 = \frac{1}{\delta P^2}. \qquad (18)$$

Ținînd seama de faptul că mărimile f_1 și f_2 sînt mult mai mici decît δ și Δ rezultă că distanța Δx_c pe care putem deplasa planul obiect pentru ca imaginea să rămînă clară este foarte mică.

Mărimea Δx_c definită prin formula (18) se numește <u>adîncimea cîmpului microscopului</u>. Deoarece adîncimea cîmpului microscopului este mică, există totdeauna un plan bine determinat în care trebuie să se afle obiectul microscopic studiat pentru ca imaginea lui în microscop să fie clară. De aceea, cu ajutorul microscopului, putem observa clar numai puncte obiect aflate într-un plan bine determinat sau în imediata lui vecinătate. De aici rezultă posibilitatea de a utiliza microscopul pentru măsurarea lungimii obiectelor microscopice. Cu microscopul se pot efectua atît măsurători de lungimi în lungul axei optice a microscopului (lungimi longitudinale) cît și măsurători de lungimi într-un plan perpendicular pe axa optică a microscopului (lungimi transversale).

Scanned with OKEN Scanner

Determinarea lungimilor transversale ale unor obiecte microscopice

Dacă se utilizează un obiect liniar de lungime ΔL cunoscută (etalon), aşezat într-un plan bine determinat, perpendicular pe axa optică a microscopului, şi se măsoară lungimea imaginii reale $\Delta L'$ a obiectului într-un plan aflat la o distanţă bine determinată faţă de planul în care este situat obiectul, se poate determina un factor de transformare M_T definit prin relaţia:

$$M_T = \frac{\Delta L'}{\Delta L} \quad . \qquad (19)$$

Factorul de transformare (19) este o mărime caracteristică microscopului şi poate fi utilizat pentru etalonarea microscopului astfel încît el să poată fi folosit pentru determinarea lungimii unor obiecte microscopice. Dacă în locul obiectului etalon se aşează un obiect liniar cu lungimea necunoscută $\Delta \ell$ şi se măsoară lungimea corespunzătoare a imaginii $\Delta \ell'$, în conformitate cu (19) se obţine:

$$M_T = \frac{\Delta \ell'}{\Delta \ell} \quad . \qquad (20)$$

Cunoscînd mărimile M_T şi $\Delta \ell'$, cu formula (20) se calculează $\Delta \ell$.

D. Modul de lucru

Se utilizează un microscop prevăzut cu şurub micrometric pentru deplasarea tubului microscopului. [Pentru microscopul existent în laborator precizia de măsurare a deplasării tubului microscopului este de 4 μm care corespunde rotirii şurubului micrometric cu 1/50 dintr-o rotaţie completă (360^0). La o rotaţie a şurubului micrometric cu 360^0 (50 diviziuni) tubul microscopului se deplasează cu 0,2 mm]. Domeniul în care se poate măsura deplasarea tubului microscopului, cu precizia de 4 μm, este cuprins între 0

și 2 mm (10 rotații complete ale șurubului micrometric).

In calitate de obiect etalon se folosește o scală micrometrică, divizată, de regulă, în sutimi de mm, trasată pe o lamă de sticlă transparentă. Lama cu scala gradată se numește micrometru obiectiv. Ea se așează pe măsuța microscopului cu scala micrometrică spre lentila obiectiv și se centrează pe deschiderea măsuței. Pentru măsurarea lungimii imaginii se utilizează o scală gradată trasată pe un disc de sticlă numit micrometru ocular. Acesta se introduce într-o montură aflată între cele două lentile din care este alcătuit ocularul acromatic al microscopului și se potrivește astfel încît privind prin ocular la o sursă de lumină, diviziunile scalei să se vadă clar. Scala micrometrului ocular este divizată de regulă în intervale echidistante egale cu 0,1 mm sau 0,05 mm. (valorile se găsesc înscrise pe micrometru).

Manevrarea micrometrelor obiectiv și ocular se va face cu mare grijă pentru a evita spargerea lor!

Pentru obținerea imaginii micrometrului obiectiv, se iluminează scala cu ajutorul unei lămpi de microscop și a unei oglinzi condensor aflată sub măsuța microscopului. Privind lateral spre lentila obiectiv a microscopului se deplasează în jos tubul microscopului pînă cînd lentila obiectiv ajunge în apropierea scalei micrometrului obiectiv dar fără a-l atinge deoarece, în caz contrar, se poate sparge micrometrul sau lentila obiectiv. Privind prin ocular se ridică tubul microscopului cu ajutorul șurubului micrometric pînă cînd apare imaginea clară a diviziunilor micrometrului obiectiv. Dacă aceasta nu apare, se repetă operația centrînd mai bine micrometrul obiectiv. După obținerea imaginilor clare ale micrometrelor, acestea se orientează astfel încît ele să se suprapună parțial pe lungimea lor. Dacă n_1 diviziuni de lungime x_1 mm ale

micrometrului obiectiv se suprapun peste n_2 diviziuni de lungime x_2 mm ale micrometrului ocular, atunci, în conformitate cu formula (19), putem scrie:

$$M_r = \frac{\Delta L'}{\Delta L} = \frac{n_2}{n_1}\frac{x_2}{x_1} . \qquad (21)$$

Dacă, de exemplu, x_1=0,01 mm şi x_2=0,1 mm, din (21) se obţine:

$$M_r = 10\,\frac{n_2}{n_1} . \qquad (22)$$

Se fac 5-6 măsurători şi se determină valoarea medie a factorului M_r folosind formula (21).

Se înlătură micrometrul obiectiv de pe măsuţa microscopului şi în locul lui se introduce obiectul de studiat. Pentru a măsura distanţa (lungimea) $\Delta\ell$ dintre două puncte ale suprafeţei unui obiect transparent (de exemplu distanţa dintre două zgîrieturi fine de pe o lamă de sticlă) se obţine imaginea clară a punctelor obiect în modul descris mai sus. Se măsoară de 5-6 ori mărimea imaginii $\Delta\ell'$ cu ajutorul micrometrului ocular şi se calculează valoarea medie a distanţei (lungimii) $\Delta\bar{\ell}$ folosind formula (20).

E. Tabel de date experimentale

Obiectul studiat ...

Nr. det.	x_1 (mm)	x_2 (mm)	n_1 (div.)	n_2 (div.)	M_r	$\bar{M}_r$	$\Delta\ell'$ (mm)	$\Delta\bar{\ell}'$ (mm)	$\Delta\ell$ (mm)	$\Delta\bar{\ell}$ (mm)
1										
2										
3										
. . .										

IV. MICROSCOPUL. MASURAREA DISTANTEI DINTRE PUNCTE OBIECT DISTRIBUITE IN LUNGUL AXEI OPTICE A MICROSCOPULUI. DETERMINAREA INDICELUI DE REFRACTIE AL UNEI LAME DE STICLA.

A. Scopul lucrării. Studiul microscopului. Determinarea distanţei dintre puncte obiect distribuite în lungul axei optice. Determinarea indicelui de refracţie al unei lame de sticlă.

B. Dispozitive şi materiale necesare: microscop cu şurub micrometric, lampă pentru microscop, lame de sticlă cu feţe plan-paralele.

C. Principiul fizic al lucrării

Descrierea microscopului şi modul de lucru cu microscopul sînt date în lucrarea J.III.

Să considerăm o lamă de sticlă cu feţe plan-paralele de grosime d şi indice de refracţie n iluminată cu radiaţii ce provin de la sursa punctiformă S aflată sub lamă (fig.1). Considerînd că lama se află în aer, orice rază care întîlneşte suprafeţele lamei se refractă în conformitate cu legile refracţiei:

$$\sin i_1 = n \sin r_1 \qquad (1)$$

$$n \sin r_2 = \sin i_2 \qquad (2)$$

unde unghiurile de incidenţă şi de refracţie sînt cele indicate în fig.1. După cum se vede din fig.1, $r_1 = r_2$, iar din (1) şi (2) rezultă $i_2 = i_1$ ceea ce înseamnă că în condiţiile date razele nu-şi schimbă direcţiile de propagare la trecerea prin lama de sticlă dar, după cum se vede din fig.1, ele sînt deplasate lateral. Datorită acestei deplasări, dacă privim prin lamă spre

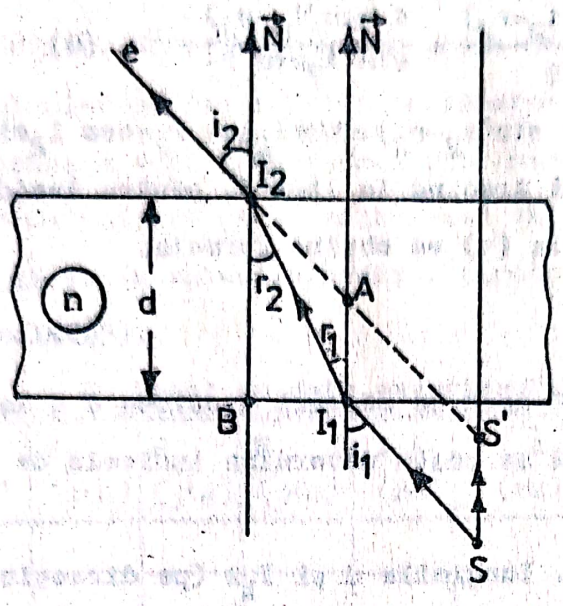


Fig.1

punctul S acesta ne apare ca fiind deplasat în punctul S'.Punctul S' este imaginea punctului S obţinută prin refracţia razelor pe cele două feţe ale lamei (v. refracţia în dioptrul plan). Imaginea S' este deplasată faţă de punctul S spre suprafaţa lamei cu lungimea $SS'=I_1A$ (fig.1). Dacă punctul luminos este pe suprafaţa de jos a lamei în punctul I_1, atunci, datorită refracţiei, punctul imagine corespunzător A se găseşte în punctul de intersecţie al prelungirii razei emergente I_2e cu normala N la suprafaţa lamei. Să stabilim care este legătura dintre deplasarea aparentă I_1A şi indicele de refracţie n al lamei pentru o lamă de grosime d. Aplicînd teorema sinusurilor în triunghiul I_1 A I_2 se obţine:

$$\frac{I_1A}{\sin(i_2-r_2)} = \frac{I_1I_2}{\sin(180^0-i_2)} = \frac{I_2A}{\sin r_1} \qquad (3)$$

Din triunghiul I_1B I_2 rezultă $I_1I_2 = \frac{d}{\cos r_2}$ iar din (3) se ob-

ţine, pentru deplasarea aparentă a punctului luminos, formula:

$$I_1A = \frac{I_1I_2\sin(i_2-r_2)}{\sin i_2} = \frac{d\sin(i_2-r_2)}{\sin i_2\cos r_2} . \qquad (4)$$

Utilizînd formula $\sin(i_2-r_2)=\sin i_2\cos r_2-\cos i_2\sin r_2$ şi legea refracţiei (2) şi trecînd la limită, pentru incidenţă normală ($i_1 \to 0$), din relaţia (4) se obţine formula:

$$n = \frac{d}{d-I_1A} . \qquad (5)$$

Din formula (5) rezultă că dacă se măsoară grosimea d a lamei şi deplasarea aparentă I_1A se poate determina indicele de refracţie n.

D. <u>Modul de lucru</u>. Lungimile d şi I_1A (pe direcţia axei optice a microscopului) se determină cu microscopul cu şurub micrometric descris în lucrarea (.III).

Pentru a măsura grosimea d a lamei, al cărui indice de refracţie trebuie determinat, se foloseşte ca suport o lamă ajutătoare de sticlă cu feţe plan-paralele pe a cărei suprafaţă se realizează un reper fin (ex. o linie fină cu cernească). Aducînd şurubul micrometric în vecinătatea poziţiei de zero, se deplasează tubul microscopului pînă cînd se obţine imaginea clară a reperului ales. Se citeşte indicaţia (N_1) a şurubului micrometric (în μm). Suprapunînd lama de studiat peste reperul vizat acesta nu se mai vede clar decît după ridicarea tubului microscopului (cu ajutorul şurubului micrometric) cu cantitatea I_1A. In poziţia în care reperul se vede iar clar se citeşte din nou indicaţia şurubului micrometric (N_2). Diferenţa celor două citiri dă deplasarea aparentă I_1A. Se face un alt reper pe suprafaţa de sus a lamei de studiat şi se deplasează în continuare tubul microscopului cu ajutorul şurubului micrometric pînă cînd noul

reper se vede clar. Se citeşte indicaţia (N_3) a şurubului micrometric. Diferenţa dintre prima şi a treia indicaţie a şurubului micrometric exprimă deplasarea tubului microscopului pe distanţa d care este tocmai grosimea lamei. Se repetă măsurătorile de 5-6 ori şi se calculează valorile medii ale lungimilor $\widehat{l_1A}$ şi d. Cu valorile medii obţinute se calculează n folosind formula (5).

E. Tabel cu date experimentale

Nr. det.	N_1 (μm)	N_2 (μm)	N_3 (μm)	l_1A (mm)	$\widehat{l_1A}$ (mm)	d (mm)	$\overline{d}$ (mm)	n
1								
2								
3								
• • •								

V. STUDIUL LUNETELOR

A. Scopul lucrării: Studiul şi construcţia unor lunete.

Determinarea unor mărimi caracteristice lunetelor.

B. Dispozitive şi materiale necesare: lunete astronomice, lupă micrometrică, lentile convergente şi divergente, banc optic, dispozitiv de iluminare.

C. Principiul fizic al lucrării:

Lunetele sînt instrumente optice care servesc pentru îmbunătăţirea condiţiilor de observare a unor obiecte sau detalii structurale de dimensiuni mari situate la distanţe foarte mari faţă de observator.

Studiile efectuate asupra ochiului au arătat că imaginea unui obiect este descompusă la nivelul retinei în mici suprafeţe egale cu secţiunea elementelor fotosensibile (conurilor) şi că fiecărei astfel de suprafeţe cu aria de aproximativ 19 $(\mu m)^2$ îi corespunde o senzaţie de punct luminos. Cu alte cuvinte, imaginea unui obiect este recepţionată prin puncte. Totuşi noi vedem suprafeţele continui ca fiind continui deoarece senzaţia de puncte distincte se realizează numai dacă impulsurile nervoase provin de la două celule fotosensibile separate cel puţin de o celulă care nu a recepţionat lumină sau care recepţionează mai puţină lumină decît celulele fotosensibile pe care se formează imaginile a' şi b' ale punctelor obiect a şi b observate. În consecinţă, distanţa minimă $(a'b')_{min}$ între imaginile a' şi b' pentru care se obţin imagini vizuale "separate" ale punctelor a şi b este egală cu diametrul unei celule fotosensibile (aproximativ 4,5 μm). Această distanţă minimă caracterizează pute-

rea de rezoluţie fiziologică a retinei prin intermediul relaţiei:

$$R_{ret} = \frac{1}{(a'b')_{min}} \cdot \qquad (1)$$

Dacă ţinem seama de faptul că distanţa focală a ochiului, f≃ 17,1 mm rezultă că unghiul minim dintre razele de lumină care provin de la două puncte obiect a şi b care (la limită) dau imagini vizuale distincte este dat în primă aproximaţie de relaţia:

$$\beta_{min} \frac{(a'b')_{min}}{f} = \frac{4,5.10^{-3}}{17,1} \simeq 3.10^{-4} \text{ rad} \simeq 1'. \qquad (2)$$

Dacă unghiul dintre razele de lumină care provin de la două puncte obiect este mai mic de 1' (v. formula 2), imaginile celor două puncte apar confundate ca şi cum razele ar proveni de la un singur punct luminos. De aceea noi nu putem vedea clar detaliile unor obiecte foarte îndepărtate de ochi chiar dacă acestea se află la distanţe mari unele faţă de altele. Astfel de situaţii apar la observarea corpurilor cereşti sau a obiectelor terestre foarte îndepărtate. Pentru cercetarea unor astfel de obiecte sînt utilizate sisteme optice formate dintr-un obiectiv şi un ocular numite lunete (telescoape). Ele lucrează în combinaţie cu ochiul.

Una dintre caracteristicile sistemului optic al ochiului este capacitatea de acomodare. Acomodarea se realizează în principal prin deformarea cristalinului sub acţiunea muşchilor ciliari. Cristalinul nedeformat corespunde acomodării ochiului pentru o "vedere la infinit". Din această cauză acomodarea pentru o distanţă finită şi în deosebi pentru distanţe mici se face prin contracţia muşchilor ochiului care determină deformarea cristalinului (cristalinul lucrează ca o lentilă convergentă cu distanţă focală variabilă).

Ca urmare, acomodarea pentru distanţe mici, pentru un interval mare de timp, presupune obosirea sistemului muscular de acomodare al ochiului. Pentru a evita obosirea ochiului, sistemele optice utilizate în observarea vizuală de durată mare sînt construite astfel încît imaginea finală să fie situată la distanţă infinită de ochi astfel încît observarea să se facă cu ochiul acomodat pentru infinit. De aceea lunetele utilizate pentru observarea îndelungată a corpurilor cereşti sînt construite astfel încît imaginea finală a obiectului să se formeze la infinit. Ţinînd seama de faptul că corpurile cereşti sînt situate practic la distanţă infinită de observator, rezultă că fasciculele de raze de lumină cu focarele în punctele obiect şi care pătrund în ochiul observatorului sînt practic fascicule de raze paralele . Din cele rătate mai sus rezultă că fasciculele de raze care cad pe sistemul optic al lunetei sînt fascicule de raze paralele iar fasciculele cu focarele în punctele imaginii finale, care pătrund în ochiul observatorului, trebuie să,fie de asemenea fascicule de raze paralele. Un sistem optic capabil să transforme un fascicul de raze paralele tot într-un fascicul de raze paralele se numeşte <u>sistem telescopic</u>. Din această cauză lunetele sînt realizate sub formă de sisteme telescopice.

In cele ce urmează vom descrie două tipuri de lunete.

1. <u>Luneta Galilei</u>. Este o lunetă astronomică construită pentru prima dată în 1608 de către H.Lipperhey şi utilizată din 1609 de către Galilei pentru observaţii astronomice. Ea este realizată cu ajutorul unui sistem telescopic format dintr-un obiectiv convergent de distanţă focală mare şi un ocular divergent de distanţă focală mică. Sistemul optic al lunetei şi mer-

sul razelor de lumină sînt reprezentate schematic în fig.1.Focarul principal imagine al obiectivului F_1' coincide cu focarul obiect al ocularului F_2 astfel încît distanţa dintre obiectiv şi ocular (reprezentate prin două lentile subţiri echivalente) este dată de relaţia:

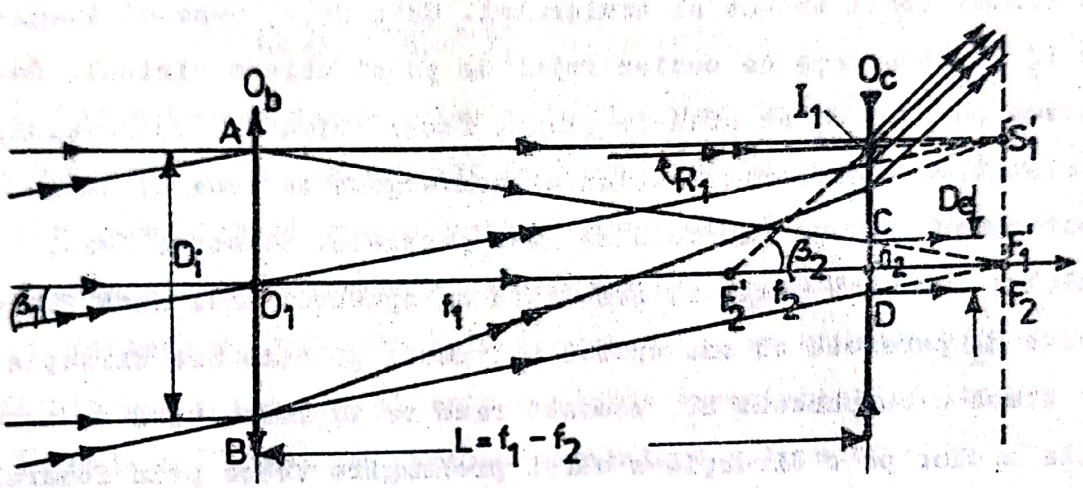


Fig.1

$$L=\overline{O_1\ O_2}=f_1-f_2 \qquad (3)$$

unde f_1 este distanţa focală a obiectivului, f_2 distanţa focală a ocularului iar L este lungimea lunetei.

Să admitem că pe obiectiv cad două fascicule de raze paralele care provin de la două puncte obiect situate la infinit; unul pe direcţia axei optice O_1O_2 (razele marcate cu o săgeată) şi altul înclinat faţă de axa optică (razele marcate cu săgeată dublă). Fasciculul de raze paralele cu axa optică este transformat de obiectiv într-un fascicul convergent cu focarul situat în focarul imagine F_1' al obiectivului (care coincide cu focarul obiect al ocularului). Deoarece punctul F_1' se află în focarul obiect F_2 al ocularului, ocularul va trans-

forma fasciculul convergent cu focarul în acest punct într-un fascicul de raze paralele. Celălalt fascicul de raze paralele, înclinat faţă de axa optică cu un unghi β_1, este transformat de obiectiv într-un fascicul convergent cu focarul în punctul S_1' situat în planul focal imagine al obiectivului şi totodată în planul focal obiect al ocularului. Ca urmare, punctul imagine S_1' va juca faţă de ocular rolul de punct obiect virtual. Deoarece punctul S_1' se află în planul focal obiect al ocularului, ocularul va transforma fasciculul convergent cu focarul în acest punct într-un fascicul de raze paralele. Direcţia fasciculului emergent poate fi stabilită cu ajutorul unei raze incidente R_1 paralelă cu axa optică a lunetei şi care are direcţia ce trece prin punctul S_1'. Această rază va fi refractată de lentila ocular pe o direcţie a cărei prelungire trece prin focarul imagine F_2' al ocularului. Direcţia acestei raze determină direcţia fasciculului emergent care provine din fasciculul incident cu focarul în punctul S_1'. Imaginea finală a punctului de la infinit conjugat cu punctul S_1' se va forma tot la infinit în prelungirea razelor fasciculului emergent.

Din fig.1 rezultă că între cele două fascicule de raze paralele emergente există un unghi β_2 mai mare decît unghiul β_1 sub care se văd cu ochiul liber cele două puncte de la infinit. Admiţînd că cele două fascicule emergente de raze paralele pătrund în ochiul observatorului, rezultă că, prin intermediul lunetei, observatorul vede imaginile finale ale punctelor obiect sub unghiul β_2.

Utilizînd triunghiurile $I_1O_2F_2'$ şi $S_1'O_1F_1'$ pot fi deduse uşor relaţiile:

$$I_1O_2 = f_2 \operatorname{tg} \beta_2 . \qquad (4)$$

$$S_1'F_1' = f_1 \operatorname{tg} \beta_1 . \qquad (5)$$

Ținînd seama de egalitatea $S_1'F_1' = I_1O_2$, din relațiile (4) și (5) se obține relația:

$$M = \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\operatorname{tg} \beta_1} \simeq \frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{f_1}{f_2} . \qquad (6)$$

Aproximarea tangentelor prin unghiuri în relația (6), în cazul lunetei, este justificată de faptul că în general unghiurile sub care sînt văzute cu ochiul liber obiectele astronomice sînt foarte mici și ca urmare și unghiurile β_2 sînt mici.

Mărimea M, definită prin formula (6), se numește <u>mărirea unghiulară a lunetei</u> și este o mărime caracteristică lunetei. Formula (6) arată că mărirea unghiulară a lunetei este determinată de distanțele focale ale obiectivului și ocularului. Din (6) rezultă că pentru a construi o lunetă cu mărirea unghiulară mare trebuie utilizat un obiectiv cu distanță focală mare și un ocular cu distanță focală mică. Ținînd seama de faptul că atît obiectul cît și imaginea se află la infinit (sistem afocal) relația (6) exprimă totodată și mărirea liniară transversală a lunetei.

Imaginea finală a unui obiect dată de luneta Galilei, așa cum rezultă din fig.1, este dreaptă (imaginea se formează de aceeași parte cu obiectul față de axa optică). Din triunghiurile asemenea ABF_1' și CDF_1' rezultă că între diametrul fasciculului de raze paralele incident (D_i) și diametrul fasciculului de raze paralele emergent corespunzător (D_e) există relația:

$$\frac{D_i}{D_e} = \frac{f_1}{f_2} . \qquad (7)$$

Ținînd seama de relația (6), din relația (7) se obține:

$$D_e = \frac{D_i}{\Gamma} \cdot \qquad (8)$$

Deoarece unghiurile de înclinare ale fasciculelor cu axa optică pentru puncte obiect situate în afara axei optice sînt mici, diametrele acestor fascicule sînt determinate în prima aproximație tot de relația (8). Ținînd seama de faptul că diametrul fasciculului incident este egal cu diametrul obiectivului, relația (8) arată că pentru un fascicul incident de diametru dat diametrul fasciculului emergent este invers proporțional cu mărirea unghiulară a lunetei.

2. <u>Luneta Kepler</u>. Este formată dintr-un obiectiv convergent de distanță focală mare și un ocular convergent de distanță focală mică ce funcționează ca o lupă (fig.2).

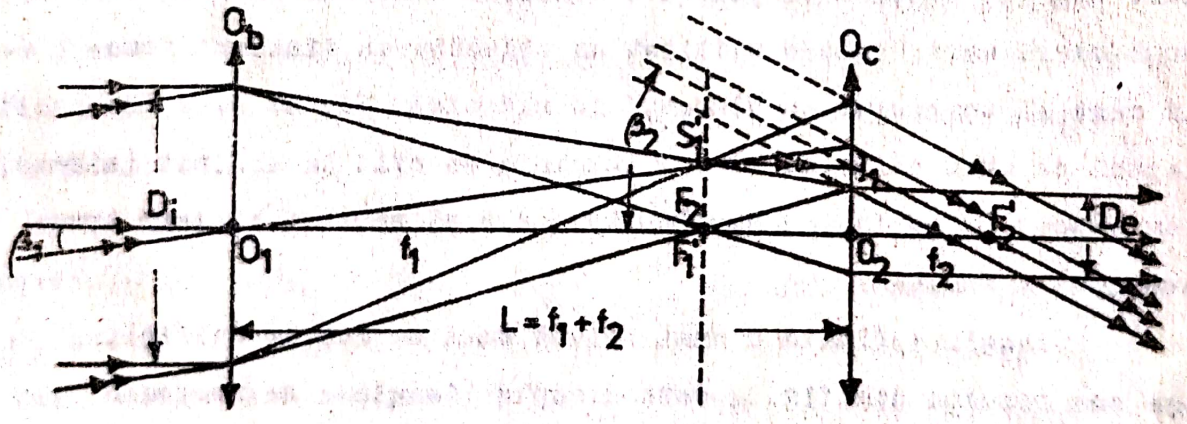


Fig.2

Ținînd seama de egalitatea $I_1O_2 = S_1'F_1'$, din triunghiurile $S_1'O_1F_1'$ și $I_1O_2F_2'$ rezultă în primă aproximație egalitatea:

$$\Gamma = \frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{f_1}{f_2} \cdot \qquad (9)$$

unde $f_1=O_1F_1'$ este distanța focală a obiectivului iar $f_2=O_2F_2'$ este distanța focală a ocularului. Se obține deci aceeași formulă pentru mărirea unghiulară ca și în cazul lunetei Galilei. In luneta Kepler, spre deosebire de luneta Galilei, imaginea este inversată față de obiect. Și în acest caz pentru a obține o mărire unghiulară mare obiectivul trebuie să aibă distanță focală mare iar ocularul distanță focală mică (v.formula (9)). Din fig,2 rezultă că în cazul lunetei Kepler, diametrul fasciculului emergent D_e este determinat de diametrul fasciculului incident D_i prin relația:

$$\frac{D_i}{D_e} = \frac{f_1}{f_2} \quad . \qquad (10)$$

Folosind (9), formula (10) poate fi scrisă sub forma:

$$D_e = \frac{D_i}{M} \quad . \qquad (11)$$

Din figura 2 rezultă de asemenea că lungimea lunetei Kepler este dată de relația:

$$L=\overline{O_1O_2} = f_1+f_2 \quad . \qquad (12)$$

D. <u>Modul de lucru</u>

In această lucrare se va determina mărirea liniară și distanțele focale ale obiectivului și ocularului a două lunete astronomice Keppler existente în laborator, utilizînd formulele (10), (11) și (12). Diametrul D_i al lunetei, care este egal cu diametrul fasciculului incident, se măsoară cu ajutorul unui șubler. Diametrul D_e al fasciculului emergent se măsoară cu o lupă prevăzută cu o riglă divizată în zecimi de milimetru. Pentru aceasta se îndreaptă obiectivul lunetei spre un obiect luminos îndepărtat (sau spre cerul luminos) și privind prin lupă

se măsoară diametrul petei circulare iluminate la nivelul suprafeței de ieșire a lentilei ocular. Lungimea L a lunetei se măsoară cu o ruletă sau cu o riglă divizată în milimetri. Cunoscînd mărimile D_i, D_e și L prin rezolvarea sistemului de ecuații (10), (11) și (12) se determină mărimile M, f_1 și f_2. După aceasta, utilizînd bancul optic cu lentile, existent în laborator, se vor construi lunetele de tip Galilei și de tip Keppler descrise în lucrare și se vor determina mărimile M, f_1 și f_2 caracteristice acestor lunete. În calitate de obiect de observație se va folosi un obiect luminos situat la o distanță cît mai mare (minimum 4-5 m). Fiecare măsurătoare se repetă de cîteva ori și se calculează valorile medii corespunzătoare.

E. <u>Tabel de rezultate experimentale</u>

Tipul lunetei ...

Nr. det.	D_i(mm)	D_e(mm)	L(mm)	f_1(mm)	f_2(mm)	M	$\overline{M}$
1							
2							
3							
. . .							

VI. DETERMINAREA INDICELUI DE REFRACTIE AL UNEI PRISME PRIN METODA MINIMULUI DE DEVIATIE

A. Scopul lucrării: Determinarea indicelui de refracție al unei prisme de sticlă

B. Dispozitive și materiale necesare: goniometru, prismă optică, lampă cu vapori de sodiu și drosel.

C. Principiul fizic al metodei

Prisma este un sistem optic format din doi dioptri plani al căror suprafețe de separație formează un unghi diedru diferit de zero numit unghi de refracție. Dreapta de intersecție a suprafețelor celor doi dioptri se numește muchia prismei.

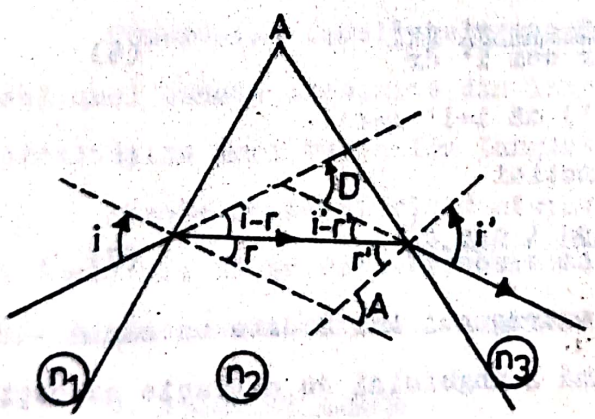


Fig.1

In fig.1 este reprezentat mersul unei raze de lumină monocromatică printr-o prismă din sticlă aflată în aer ($n_1=n_3=1$, $n_2=n$). Unghiul format de raza emergentă și prelungirea razei incidente se numește unghi de deviație D. Din figură rezultă:

$$D=i+i'-(r+r') \quad (1)$$

$$A=r+r' \quad (2)$$

$$D=i+i'-A \quad (1')$$

Pentru o prismă dată (A şi n fixaţi) unghiul de deviaţie depinde de unghiul de incidenţă, avînd o valoare extremă cînd:

$$\frac{dD}{di} = 1 + \frac{di'}{di} = 0 \qquad (3)$$

adică atunci cînd:

$$di = - di' \qquad (4)$$

Pe de altă parte, în conformitate cu egalitatea (2) mai putem scrie relaţia:

$$dr = -dr' \qquad (4')$$

Scriind legile refracţiei la suprafaţa de separaţie

$$\sin i = n \sin r$$
$$\sin i' = n \sin r' \qquad (5)$$

şi diferenţiind, obţinem raportul:

$$\frac{di'}{di} = \frac{\cos i \cos r'}{\cos r \cos i'} \frac{dr'}{dr} \qquad (6)$$

care împreună cu (4) şi (4') dă i=i' r=r'

Studiind semnul funcţiei

$$\frac{dD}{di} = 1 - \frac{\cos i \cos r'}{\cos r \cos i'} \qquad (7)$$

se ajunge la concluzia că extremumul lui D este un minim.

Deci valoarea minimă a unghiului de deviaţie se obţine în condiţiile i=i' şi r=r', cînd raza de lumină străbate simetric prisma. În aceste condiţii din relaţiile (2) şi (1) rezultă:

$$r_m = \frac{A}{2} \qquad (2')$$

$$i_m = \frac{A+D_m}{2} \qquad (1'')$$

Se poate exprima indicele de refracţie al prismei prin relaţia:

$$n = \frac{\sin\frac{A + D_m}{2}}{\sin\frac{A}{2}} \qquad (8)$$

Relaţia (8) permite calcularea indicelui de refracţie al prismei atunci cînd se cunosc unghiurile A şi D_m.

In fig.2 este prezentat goniometrul utilizat în laborator pentru astfel de măsurători.

Pe o masă circulară prevăzută cu un vernier circular avînd precizia de 20" se aşează prisma optică. Deoarece prisma este un sistem optic care, în general transformă un fascicul omocentric în unul neomocentric, pentru a elimina astigmatismul, se folosesc la iluminare fascicule de raze paralele. Astfel de fascicule se obţin cu ajutorul unui colimator, care constă dintr-o fantă dreptunghiulară F, situată în planul focal F al unei lentile convergente L.

Observarea fasciculelor emergente se realizează cu ajutorul unei lunete alcătuite din lentilele L_1 şi L_2 plasate la extremităţile unui tub avînd lungime reglabilă.

Luneta poate fi rigid ataşată la scala gradată, în aşa fel încît ele să se rotească concomitent, asigurîndu-se astfel posibilitatea de măsurare a unghiurilor.

D. Modul de lucru

Punerea la punct a colimatorului (aducerea fantei F în planul focal al lentilei) se realizează cu şurubul S_1, iar reglarea lunetei (aducerea la coincidenţă a focarului principal imagine al obiectivului cu focarul principal obiect al ocularului) se realizează cu şurubul S_2 (fig.2). Se formează prin lunetă imaginea clară a fantei a colimatorului.

Pentru măsurarea unghiului de refracţie A al prismei se

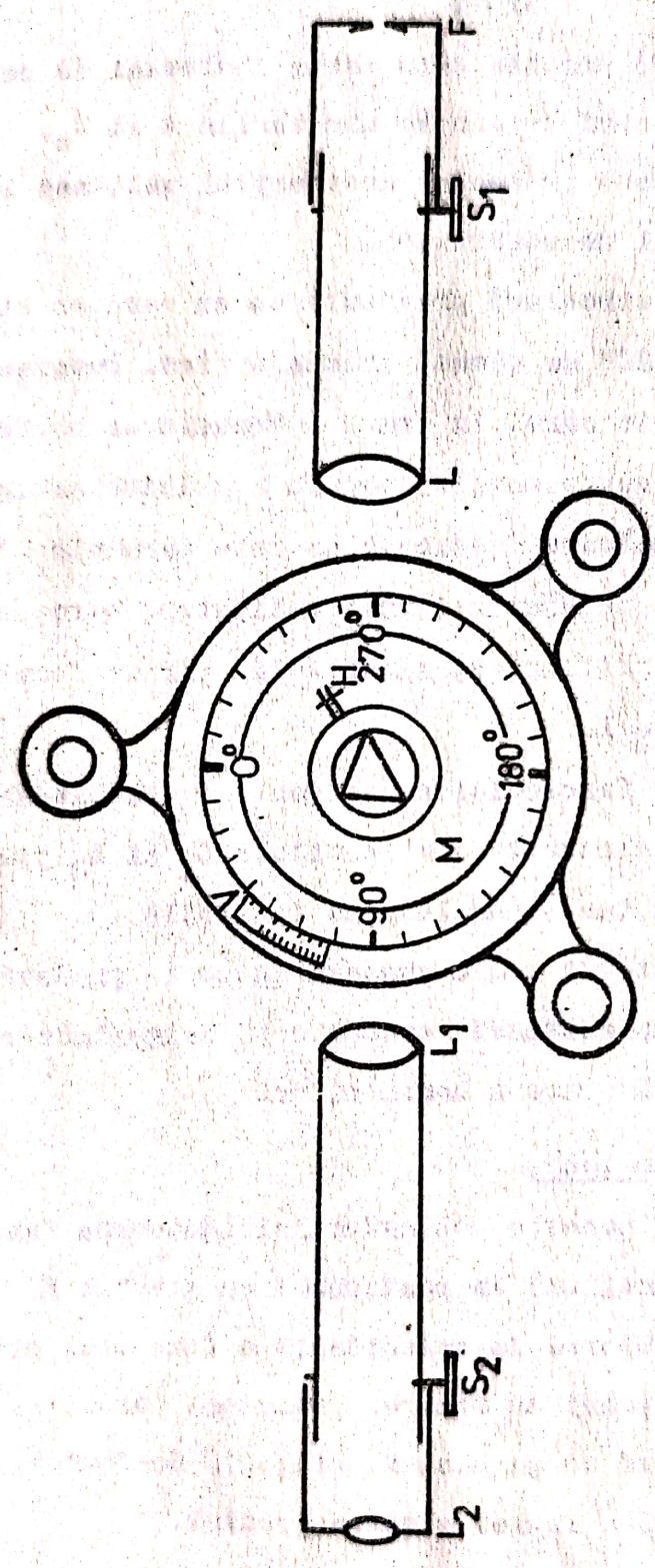


Fig.2

Scanned with OKEN Scanner

aşează prisma pe măsuţa M a goniometrului (fig.2) cu muchia verticală ca în fig.3, astfel încît unghiul A să fie îndreptat spre colimator.

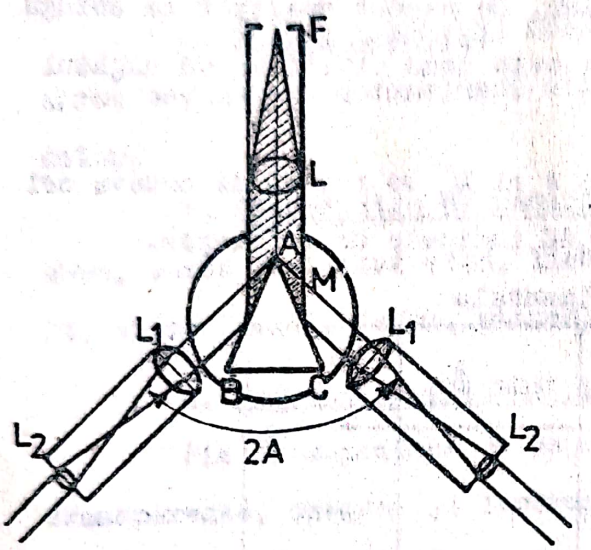


Fig.3

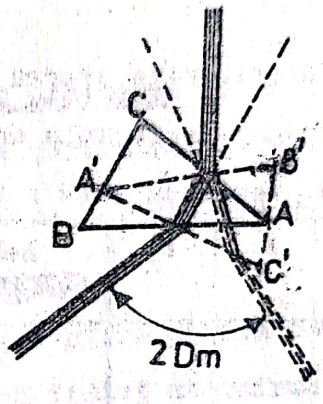


Fig.4

Pentru iluminare se foloseşte un fascicul monocromatic obţinut de la o lampă de sodiu (λ_D=589,3 nm). În lunetă se prind fasciculele reflectate pe feţele AB şi AC ale prismei, care formează un unghi egal cu dublul unghiului de refracţie al prismei (Această afirmaţie se demonstrează simplu dacă ştim că la rotirea unei oglinzi cu un unghi α fasciculul reflectat roteşte cu un unghi 2α).

Pentru măsurarea unghiului D_m de deviaţie minimă se aşează prisma odată cu baza spre stînga şi odată cu baza spre dreapta faţă de fasciculul incident (fig.4).

Se aduce fasciculul în cîmpul lunetei. Se lasă liberă măsuţa pe care se află prisma. Rotind încet măsuţa se caută poziţia prismei pentru care fasciculul emergent îşi schimbă sensul de deplasare. În acest moment se fixează măsuţa cu prisma

cu ajutorul şurubului H. Se aduce luneta în poziţia în care fasciculul ajunge pe intersecţia firelor reticulare ale lunetei şi se efectuează o citire pe vernier. Se repetă operaţia la stînga şi la dreapta. Diferenţa dintre cele două citiri ne dă unghiul $2 D_m$.

Măsurătorile asupra lui A şi D_m se repetă de cîteva ori şi se introduc în formula care dă indicele de refracţie.

E. Tabel cu date experimentale

Nr. det.	A	D_m	$\sin\frac{A+D_m}{2}$	$\sin\frac{A}{2}$	n
1 2 3 . . .					

VII. DETERMINAREA INDICILOR DE REFRACTIE AI LICHIDELOR CU REFRACTOMETRUL ABBE

A. Scopul lucrării: Studiul refractometrului Abbè. Insuşirea metodei de determinare a indicilor de refracţie ai lichidelor.

B. Dispozitive şi materiale necesare: refractometrul Abbè, sursă de luminã albă, lichide pentru studiu (apă distilată, alcool etilic, eter, benzen, etc), pipetă, tifon.

C. Principiul fizic al lucrării

Fie Σ suprafaţa de separaţie plană dintre două medii transparente, omogene şi izotrope de indici de refracţie n_1 şi n_2 cu $n_1 < n_2$ (fig.1). In aceste condiţii, o rază de lumină din mediul cu indicele de refracţie n_1 care ajunge pe suprafaţa Σ sub un unghi de incidenţă i_1 se refractă în mediul al doilea în conformitate cu legea refracţiei:

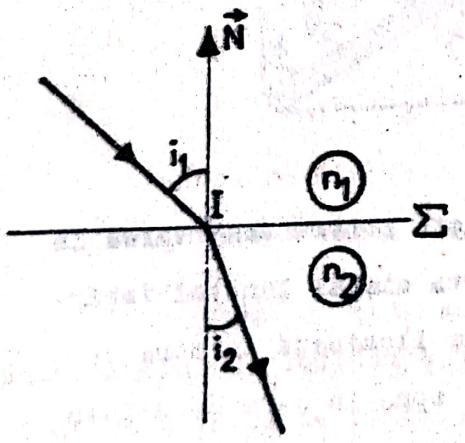


fig.1

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \qquad (1)$$

Din (1) rezultă că dacă unghiul de incidenţă i_1 ia valori cuprinse între 0 şi 90^0, unghiul de refracţie i_2 ia valori cuprinse între 0 ($i_1=0$) şi o valoare maximă ℓ pentru incidenţă razantă ($i_1=90^0$), determinată de relaţia:

$$\sin \ell = \frac{n_1}{n_2} \qquad (2)$$

Unghiul l se numeşte <u>unghi limită</u> şi, după cum rezultă din (2), este o caracteristică a perechii de medii considerate fiind determinat de indicele de refracţie relativ al celor două medii. Din (2) rezultă că dacă se cunoaşte valoarea indicelui de refracţie n_2 şi se măsoară unghiul l se poate determina indicele de refracţie n_1.

In principiu, unghiul limită se poate măsura dacă se trimite un fascicul de raze omocentric cu focarul I pe suprafaţa Σ (fig.2) iar pe direcţia razelor refractate sub unghiul

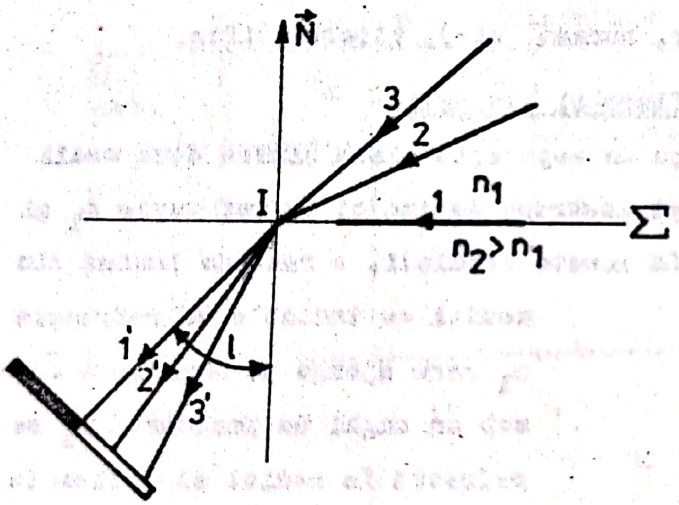


Fig.2

limită l se priveşte cu o lunetă reglată pentru observarea la infinit. In aceste condiţii, vom observa cîmpul lunetei împărţit în două jumătăţi semicirculare: una iluminată în zona razelor refractate şi alta întunecată în zona în care nu există raze refractate. Limita de separaţie dintre cele două jumătăţi ale cîmpului lunetei corespunde razelor refractate sub unghiul limită l aşa cum se arată schematic în fig.2.

Aparatele construite pentru determinarea indicilor de refracţie în baza relaţiei (2) se numesc <u>refractometre</u>. Unul

dintre refractometrele foarte mult utilizate pentru determinarea indicilor de refracţie ai lichidelor, dar care poate fi folosit şi pentru solide, este refractometrul lui Abbè. Piesa de bază a refractometrului Abbè este un sistem optic format din două prisme de sticlă cu secţiune normală triunghi dreptunghic care pot fi aduse cu feţele ipotenuză faţă în faţă astfel încît împreună formează un paralelipiped (fig.3). Prismele sînt realizate din sticlă optică flint cu indicele de refracţie mare (n_2=1,75-1,78).

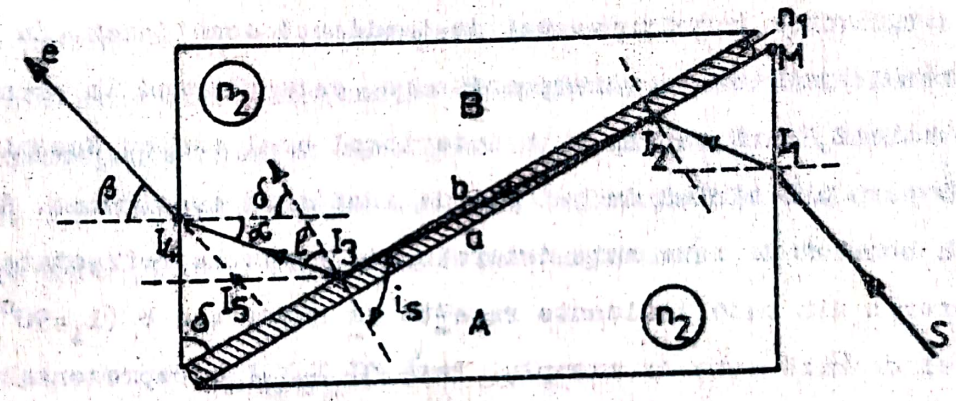


Fig.3

Prisma A, prin care pătrunde lumina, numită prisma de iluminare are faţa ipotenuză a matizată pentru a difuza (reemite) cît mai uniform, în toate direcţiile, radiaţiile optice care ajung pe suprafaţa ei. Această prismă se poate roti în jurul axei orizontale M pentru a permite curăţirea suprafeţelor prismelor şi introducerea între ele a lichidului studiat. Prisma B, numită prismă de măsurare este fixă şi are suprafaţa ipotenuză b transparentă. Lichidul a cărui indice de refracţie trebuie determinat se introduce între feţele ipotenuză a şi b ale celor

două prisme punînd cîteva picături de lichid pe suprafaţa a şi închizînd blocul de prisme. Astfel între feţele a şi b ale prismelor se formează un strat subţire de lichid cu feţe plan-paralele. Pentru iluminarea blocului de prisme se poate utiliza radiaţia monocromatică emisă de o lampă cu vapori de natriu (λ_D=5893 Å) sau lumina albă emisă de o lampă cu incandescenţă. Deoarece suprafaţa a difuzează radiaţiile în mod uniform în toate direcţiile, în orice punct de incidenţă de pe suprafaţa b ajung raze de lumină sub toate unghiurile de incidenţă posibile, cuprinse între 0 şi 90° de o parte şi de alta a normalei dusă la suprafaţa b prin punctul de incidenţă considerat. Ca urmare, razele refractate corespunzătoare, care pătrund în prisma de măsurare B, sînt cuprinse în interiorul unui con cu deschiderea 2ℓ care are vîrful în punctul de incidenţă considerat. Suprafaţa conului de raze este determinată de razele refractate care provin din raze incidente razante la suprafaţa b (i_1=90°). O astfel de rază este de exemplu, raza $SI_1I_2I_3I_4$e reprezentată în fig.3 (stratul de lichid este în realitate foarte subţire a şi b fiind aproape în contact). Razele de lumină care provin din orice punct de pe suprafaţa b se refractă încă odată la ieşirea din prisma B în aer rămînînd în interiorul unui con al cărui vîrf coincide,în prima aproximaţie, cu imaginea în dioptrul plan al focarului fasciculului incident considerat (de ex. imaginea focarului I_3 este în I_5). După cum rezultă din fig.3, unghiul de refracţie pe care îl formează razele fasciculului emergent cu normala la suprafaţa de ieşire din prisma B are o valoare minimă β determinată de razele ce pătrund în prisma B sub unghiul limită ℓ . De aceea dacă pe direcţia razelor care

formează unghiul de emergenţă β se priveşte cu o lunetă reglată pentru observarea la infinit, în cîmpul lunetei se obţine o regiune luminoasă datorită razelor din interiorul conurilor de raze emergente şi o regiune întunecată în care nu există raze emergente. Limita de separaţie (frontiera) dintre cele două regiuni ale cîmpului corespunde razelor care pătrund în prisma B sub unghiul de refracţie limită ℓ (fig.3). Această limită este de fapt o curbă, dar deoarece unghiul maxim dintre razele care pătrund în lunetă (cîmpul lunetei) este mic ea apare ca un segment de dreaptă.

Să analizăm în continuare cum poate fi exprimat indicele de refracţie n_1 al lichidului, introdus între suprafeţele a şi b ale prismelor, în funcţie de unghiul de emergenţă minim β (care corespunde razelor care pătrund în prisma B sub unghiul limită ℓ). In conformitate cu legea refracţiei şi fig.3, pentru razele care pătrund în prisma B sub unghiul ℓ putem scrie relaţia:

$$n_1 = n_2 \sin \ell. \qquad (3)$$

Pentru razele care se refractă la suprafaţa de ieşire a prismei B putem scrie legea refracţiei sub forma:

$$n_2 \sin \alpha = \sin \beta \qquad (4)$$

unde unghiul de incidenţă α este determinat de unghiul limită ℓ şi de unghiul de refracţie δ al prismei prin relaţia:

$$\alpha = \delta - \ell \qquad (5)$$

Inlocuind (5) şi (4) în (3) se obţine:

$$n_1 = n_2 \sin(\delta - \alpha) = \sin \delta \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \beta} - \sin \beta \cos \delta. \qquad (6)$$

Formula (6) stabileşte legătura între indicele de refracţie n_1 al lichidului de studiat şi unghiul de emergenţă β

pentru n_2 și δ de valori bine determinate. In baza formulei (6) se calculează valorile indicelui de refracție n_1 corespunzătoare diferitelor valori ale unghiului β pentru radiația monocromatică cu lungimea de undă λ_D=5893 Å. Cu datele obținute se etalonează o scală gradată care se atașează la aparat astfel încît permite citirea directă a valorii indicelui de refracție pentru o gamă largă de lichide (care au $n_1 < n_2$).

Dacă se iluminează prisma cu lumină albă, atunci, deoarece indicii de refracție n_1 și n_2 depind de lungimea de undă (v. dispersia luminii) unghiul β va fi diferit pentru radiații cu lungimi de undă diferite. Din această cauză limita de separație din cîmpul lunetei apare colorată (de obicei în roșu sau albastru) și este neclară. Pentru ca aparatul să poată fi utilizat în lumină albă se folosește un sistem optic special numit <u>compensatorul Abbè</u>. Acesta este format dintr-un sistem de două prisme compuse A_1 și A_2 numite <u>prisme Amici</u>, montate în calea razelor de lumină care ies din blocul de prisme și pătrund în luneta de observație L (fig.4). O prismă Amici constă din 3 prisme de sticlă cu calități diferite (flint și crown) lipite una de alta și care au unghiurile de refracție astfel calculate încît razele de lumină de lungime de undă λ_D=5893 Å să treacă prin sistemul de prisme fără a fi deviate. Rotind prismele A_1 și A_2 în jurul axei optice a lunetei în sensuri opuse, dispersia produsă de sistemul de prisme al refractometrului se poate compensa astfel încît linia de demarcație dintre cîmpul luminos și cel întunecat să apară clară și necolorată. In aceste condiții, cu refractometrul Abbè se determină indicii de refracție n_D ai lichidelor corespunzători radiației galbene (λ_D=5893 Å) chiar dacă pentru iluminarea aparatului se folosește lumină albă.

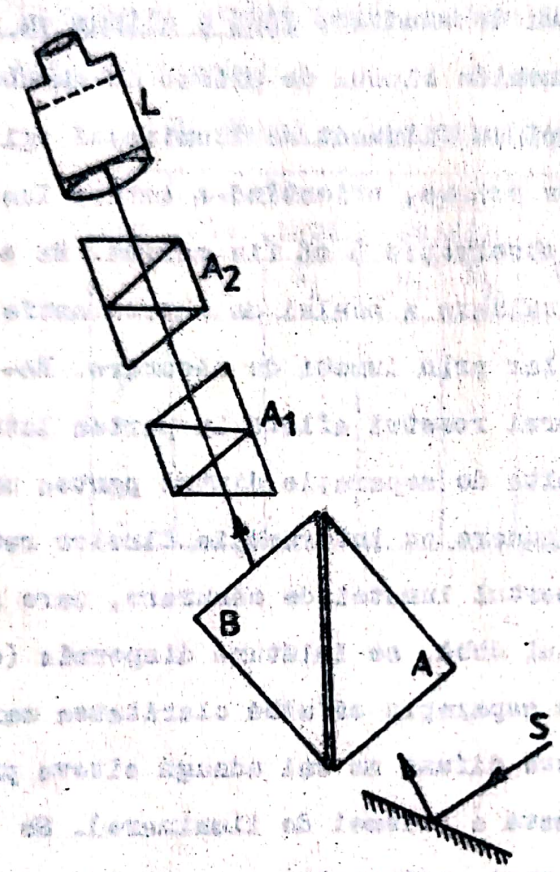


Fig.4

Pentru determinarea valorii indicelui de refracţie, aparatul este înzestrat cu o a doua lunetă numită lunetă de citire care se poate roti împreună cu blocul de prisme astfel încît limita de separaţie determinată de unghiul de emergenţă β să fie adusă la coincidenţă cu firul reticular diametral din cîmpul lunetei de observaţie L. În cîmpul vizual al lunetei de citire se află scala de măsură gradată în valori ale indicelui de refracţie. Intervalul dintre două diviziuni succesive de pe scală reprezintă o unitate de la a treia zecimală a indicelui de refracţie. A patra zecimală se poate aprecia prin interpolare vizuală. Scala de citire poate fi iluminată cu ajutorul unei oglinzi care poate fi rotită în jurul axei ei orizontale.

D. Modul de lucru

Cu ajutorul rozetei aflată în partea inferioară a aparatului se roteşte blocul de prisme pînă cînd suprafaţa mată a prismei de iluminare ajunge în poziţie aproape orizontală. Se

deschide blocul de prisme şi se curăţă feţele lor ipotenuză cu un tampon de vată înmuiată întîi în alcool etilic apoi în eter. Cu o pipetă curată se picură pe suprafaţa mată a prismei de iluminare cîteva picături din lichidul de studiat, fără a atinge cu pipeta suprafaţa prismei, şi se închide blocul de prisme cu şurubul de fixare. Cu ajutorul unei lămpi cu filament se iluminează oglinda de iluminare de sub blocul de prisme, orientînd-o astfel încît iluminarea cîmpului lunetei de observaţie L să fie maximă. Se orientează apoi şi oglinda de iluminare a scalei de măsură astfel încît scala să se vadă foarte clar prin luneta de măsurare. Rotind blocul de prisme, cu ajutorul rozetei aflată în partea laterală a aparatului, se aduce limita de separaţie dintre partea umbrită şi cea luminoasă la suprapunere cu intersecţia firelor reticulare. Rotind rozeta de pe suportul lunetei de măsurare, care acţionează prismele compensatorului Abbè, se înlătură dispersia (coloraţia) astfel încît limita de separaţie să aibă claritatea maximă (dacă limita de separaţie este difuză se mai adaugă cîteva picături de lichid pe suprafaţa mată a prismei de iluminare). Se reglează poziţia ocularului lunetei, prin rotirea acestuia, pînă la obţinerea clarităţii maxime a firelor reticulare. Se ajustează din nou intersecţia firelor reticulare pe linia de separaţie rotind blocul de prisme. Cu ajutorul lunetei de citire se citeşte valoarea indicelui de refracţie în dreptul firului reticular suprapus pe scală. Măsurătorile se repetă de 5-6 ori potrivind de fiecare dată cît mai exact intersecţia firelor reticulare pe linia de demarcaţie dintre regiunea iluminată şi cea întunecată a cîmpului lunetei L.

Pentru a verifica dacă aparatul este corect reglat, se determină mai întîi indicele de refracţie al apei distilate. La

temperatura de 20°C trebuie să se obţină n_1=1,3330. Dacă se constată o abatere de la această valoare se va regla aparatul sub îndrumarea conducătorului lucrărilor. Se determină valorile indicilor de refracţie pentru diferite lichide şi se trec rezultatele în tabel.

E. Tabel cu rezultate experimentale

Nr. det.	Apă distilată		Alcool etilic		.....		.....		.....	
	n_1	$\bar{n}_1$	n_1	$\bar{n}_1$	n_1	$\bar{n}_1$	n_1	$\bar{n}_1$	n_1	$\bar{n}_1$
1										
2										
3										
.										
.										
.										

VIII. S P E C T R O S C O P U L

A. Scopul lucrării. Etalonarea spectroscopului; determinarea dispersiei unghiulare şi a dispersiei liniare.

B. Dispozitive şi materiale necesare: spectroscop verzatil I.O.R., lampă cu vapori de mercur, drosel.

C. Principiul fizic al metodei

Spectroscopul este un dispozitiv optic cu ajutorul căruia poate fi studiată compoziţia spectrală a fasciculelor de radiaţii din domeniul vizibil. Schema optică a unui spectroscop este prezentată în fig.1.

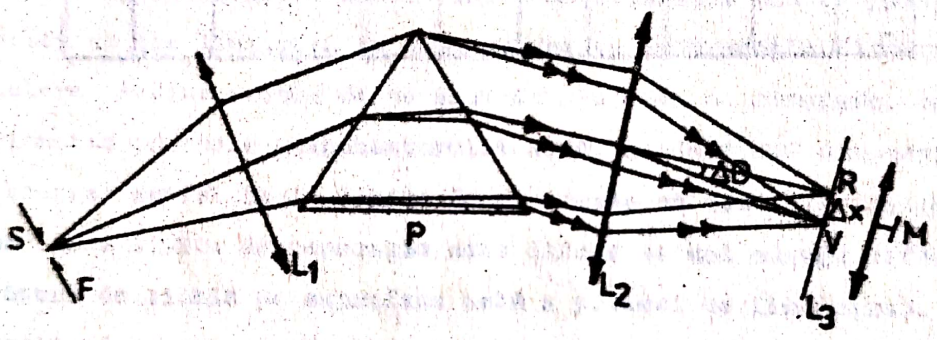


Fig.1

Partea principală a spectroscopului este dispozitivul dispersiv, alcătuit din una sau mai multe prisme (sau dintr-o reţea de difracţie) care pot descompune fasciculul de lumină albă în componentele lui monocromatice.

Pentru ca prisma să acţioneze la fel asupra tuturor razelor din fascicul, se lucrează cu fascicule de raze paralele.

Fasciculul de raze paralele este obţinut cu ajutorul dispozitivului numit colimator, alcătuit din fanta F (dreptunghiu-

lară) cu lățime reglabilă) așezată în planul focal al lentilei L_1 a colimatorului, perpendicular pe axa optică și paralelă cu muchia refractantă a prismei.

Obiectivul L_2 al lunetei de observație are rolul de a transforma fasciculele de raze paralele, care ies din prismă în fascicule convergente cu focarele situate în puncte conținute în planul focal imagine al lui L_2.

Dacă sistemul ar fi iluminat cu o radiație monocromatică, în planul focal al lui L_2 s-ar obține imaginea liniară (dreptunghiulară) a fantei colimatorului.

Lentila ocular L_3, care împreună cu L_2 formează o lunetă, permite observarea imaginilor din planul focal al lentilei L_2. Din cauza formei lor liniare imaginile monocromatice ale fantei obținute în spectroscop se numesc <u>linii spectrale</u>.

Indicele de refracție al sticlei din care este confecționată prisma variază cu lungimea de undă $n=n(\lambda)$, prin urmare dacă fasciculul incident conține radiații de diferite lungimi de undă, la ieșirea din prismă fasciculul va fi descompus în componentele lui monocromatice; fiecărei lungimi de undă îi corespunde un alt unghi de deviație $D=D(\lambda)$.

Radiațiile din mijlocul domeniului spectral vizibil străbat prisma la minim de deviație. Pentru aceste radiații indicele de refracție n al prismei poate fi calculat utilizând relația (1) (vezi lucrarea "Determinarea indicelui de refracție al prismei prin metoda minimului de deviație").

$$n = \frac{\sin\frac{A+D}{2}}{\sin\frac{A}{2}} \qquad (1)$$

în care A este unghiul prismei şi D_m - unghiul de deviaţie minimă.

Derivînd relaţia (1) în raport cu λ , în urma unor calcule simple, obţinem:

$$\frac{d D_m}{d\lambda} = \frac{2\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}} \frac{dn}{d\lambda} \qquad (2)$$

Mărimea $\frac{d D_m}{d\lambda}$ se numeşte <u>dispersie unghiulară</u> şi ne arată cu cît diferă unghiul de deviaţie a două radiaţii ale căror lungimi de undă diferă cu unitatea (1 Å). Dispersia unghiulară se măsoară în rad/Å.

Relaţia (2) ne arată că două radiaţii ale căror lungimi de undă diferă cu 1 Å, vor fi despărţite printr-un unghi dD cu atît mai mare, cu cît unghiul dispersiv A al prismei este mai mare şi de asemenea, cu cît va fi mai mare dispersia $\frac{dn}{d\lambda}$ a materialului din care este confecţionată prisma.

Creşterea unghiului A este limitată de apariţia fenomenului de reflexie totală la nivelul suprafeţei de ieşire din prismă (cînd $r' = \ell$, ℓ fiind unghiul limită, deoarece $A = r + r'$, la minim de deviaţie, $A \leq 2\ell$).

La ieşirea din prismă se obţin fasciculele de raze paralele diferit deviate, funcţie de lungimea de undă a radiaţiilor monocromatice componente.

Totalitatea liniilor spectrale (totalitatea frecvenţelor şi intensităţilor acestora constituie spectrul fasciculului studiat.

Distanţele relative dintre liniile spectrale pot fi măsurate cu ajutorul dispozitivului M, prevăzut cu tambur micrometric, ataşat la lentila ocular L_3 a lunetei (fig.1).

Dacă două radiaţii monocromatice ies din prismă după două direcţii ce formează între ele unghiul dD, iar imaginile corespunzătoare lor se formează în planul focal al lentilei L_2, la distanţa dx, din fig.1 se observă că se poate scrie relaţia:

$$dx = f_2\, dD \qquad (3)$$

în ipoteza că unghiul dD este foarte mic. În relaţia (3) f_2 este distanţa focală a lentilei L_2. Deci

$$\frac{dx}{d\lambda} = f_2 \frac{dD}{d\lambda} \qquad (4)$$

Mărimea $\frac{dx}{d\lambda}$ se numeşte <u>dispersie liniară</u> şi reprezintă distanţa, măsurată în planul focal al lentilei L_2, între două linii spectrale ale căror lungimi de undă diferă cu un A

Introducînd dispersia unghiulară din egalitatea (2) în relaţia (4) se obţine:

$$\frac{dx}{d\lambda} = \frac{2\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}}\, f_2\, \frac{dn}{d\lambda} \qquad (5)$$

Relaţia (5) arată că dispersia liniară este direct proporţională cu dispersia materialului $\frac{dn}{d\lambda}$ şi cu distanţa focală f_2 a lentilei L_2 şi creşte cu creşterea unghiului refringent al prismei.

Dacă se cunosc dispersia liniară a spectroscopului şi lungimile de undă ale unor linii spectrale etalon, se pot determina lungimile de undă ale unor linii necunoscute, utilizînd relaţia:

$$\lambda_2 = \lambda_1 + \frac{d\lambda}{dx}(x_2 - x_1) \qquad (6)$$

care presupune o simplă măsurare de distanţe relative între liniile spectrale, în planul focal al lentilei L_2.

D. Modul de lucru

Spectroscopul versatil I.O.R. din laboratorul nostru constă din două bancuri optice astfel asamblate încît să se poată modifica unghiul dintre ele. Pe bancul fix se află montate pe suporţi reglabili sursa, colimatorul şi dispozitivul dispersiv. Bancul optic mobil conţine suporţii pe care se montează lentilele L_2 şi L_3 ce alcătuiesc luneta de observaţie. Ocularul L_3 al lunetei poate fi deplasat lateral prin manevrarea unui tambur micrometric cu ajutorul căruia pot fi măsurate distanţele dintre liniile spectrale.

Punerea la punct a spectroscopului constă în următoarele:

a) reglarea poziţiei şi înălţimii sursei, astfel ca ea să ilumineze corect fanta spectroscopului,

b) punerea la punct a colimatorului şi a lunetei

c) alegerea poziţiei bancului optic mobil pentru care imaginile se formează în lupa L_3.

In efectuarea acestor operaţii trebuie avută în vedere păstrarea aceleeaşi înălţimi pentru toate piesele de pe bancurile optice. Se cunosc distanţa focală a lui L_1, care este aproximativ f_1=60 cm şi distanţa focală a lui L_2, f_2=100 cm.

Etalonarea spectroscopului constă în stabilirea relaţiei grafice dintre poziţiile liniilor spectrale (în planul focal al lentilei L_2) citite pe tamburul micrometric ataşat lupei L_3) şi lungimile de undă ale acestora.

Pentru etalonare se aleg de obicei surse cu linii spectrale uniform distribuite în spectru şi de lungimi de undă cunoscute. In laboratorul nostru se utilizează o sursă cu descărcare în vapori de mercur, avînd lungimile de undă ale liniilor spec-

trele din vizibil prezentate în tabelul 1.

Distanțele relative dintre linii se măsoară astfel: se aduce tamburul micrometric la poziția zero și se mișcă bancul optic până când linia violetă ajunge pe firele reticulare. Bancul optic rămîne în poziția fixă și deplasînd ocularul cu ajutorul șurubului micrometric se aduc pe rînd între firele reticulare diversele radiații, notînd pentru fiecare diviziunile de pe instrumentul de măsură.

Tabel 1

Lungimile de undă și intensitățile relative ale unor linii spectrale din spectrul mercurului

λ(Å)	Intensitate relativă Culoarea	
6907,16	Roșu	125
6234,37	Roșu	15
6125,27	Roșu	15
5790,65	Galben	1000
5769,59	Galben	200
5460,74	Verde-galben	2000
4916,04	Verde	50
4358,35	Verde albastru	500
4347,50	Albastru	50
4339,24	Albastru	20
4077,81	Violet	150
4046,56	Violet	300

Rezultatele măsurătorilor se trec în tabelul cu date experimentale. Dacă spectrul este întins pe o distanță mai mare decît scala șurubului micrometric se readuce instrumentul de măsură la zero; se mișcă bancul optic până când între firele reti-

culare ajunge ultima linie măsurată şi se continuă măsurătorile. Se face apoi translaţia cuvenită astfel încît să se păstreze originea pe ultima linie violetă a spectrului (4046,56 Å).

Datele experimentale se trec în tabelul cu date experimentale. Din graficul de etalonare obţinut reprezentînd pe abscisă distanţele relative x dintre liniile spectrale şi pe ordonată lungimile de undă, se poate determina dispersia liniară $\frac{dx}{d\lambda}$ pentru diverse domenii spectrale restrînse.

In conformitate cu relaţia (4) cunoscînd $\frac{dx}{d\lambda}$ şi distanţa focală a obiectivului lunetei, f_2=100 cm, se poate determina dispersia unghiulară $\frac{dD}{d\lambda}$.

E. Tabel cu date experimentale

Nr. det.	Culoarea	λ(Å)	x (mm) $\frac{dx}{d\lambda}$	$\frac{dD}{d\lambda}$
1				
2				
3				
.				
.				
.				

IX. F O T O M E T R I E

A. Scopul lucrării: Determinarea raportului intensităţilor a două surse de radiaţii optice.

B. Dispozitive şi materiale necesare: surse spectrale, banc optic, fotometru Lummer Brodhum , fotometru diferenţial, sursă de alimentare cu curent continuu a fotocelulelor

C. Principiu fizic al metodei. Mărimi şi unităţi fotometrice

Undele electromagnetice transportă cu ele o anumită cantitate de energie. Pentru a caracteriza transportul de energie de către cîmpul electromagnetic se introduc noţiunile de "rază" şi de "intensitate a razei".

Raza luminoasă este definită ca fiind traiectoria de transport a energiei electromagnetice.

Intensitatea unei raze este o mărime numeric egală cu fluxul corespunzător unui unghi solid elementar care conţine raza, calculat pentru unitatea de unghi solid.

Capitolul de optică care se ocupă cu studiul mărimilor ce caracterizează fenomenul de transport a energiei de către undele electromagnetice precum şi cu definirea unităţilor de măsură corespunzătoare, se numeşte fotometrie.

La bază fotometriei stau: principiul propagării rectilinii, principiul superpoziţiei (aditivităţii şi independenţei fasciculelor luminoase) şi principiul conservării energiei.

In scopul măsurării energiei transportate de undele electromagnetice se folosesc diverse receptoare (termice, termoelectrice, fotografice, ochiul,...).

Fiecare receptor are anumite calităţi care îl fac util în unul sau altul din domeniile gamei undelor electromagnetice, la măsurarea energiilor mari sau mici.

Caracteristicile specifice ale recepţiei vizuale faţă de detectarea cu receptorii fizici determină introducerea în fotometrie a două serii echivalente de mărimi fotometrice, cu definiţii analoage, indicate prin aceleaşi denumiri, dar unele cu specificaţie de mărimi luminoase, iar altele cu specificaţie de mărimi energetice. Pentru sursele care emit lumină albă, trebuie luate în consideraţie mărimile fotometrice spectrale definite pentru un interval unitate de frecvenţă din vecinătatea unei anumite lungimi de undă.

In continuare vom defini cîteva mărimi fotometrice luînd în consideraţie surse punctiforme, avînd dimensiuni neglijabile în raport cu distanţa la care se consideră acţiunea lor. Fasciculele emise de astfel de surse sînt omocentrice divergente şi au, în medii omogene şi izotrope, suprafeţe de undă de formă sferică.

In fig.1 diafragma circulară D este astfel aşezată încît este perpendiculară pe axa ce trece prin centrul fasciculului emis de sursa S. Razele care se sprijină pe conturul diafragmei formează o suprafaţă conică cu vîrful în S, delimitînd unghiul solid $d\Omega$.

Dacă sursa S emite continuu aceeaşi cantitate de energie în unitatea de timp şi dacă diafragma D este suficient de mare pentru ca principiul propagării rectilinii a luminii să fie respectat atunci, într-un mediu omogen şi izotrop, prin ori-

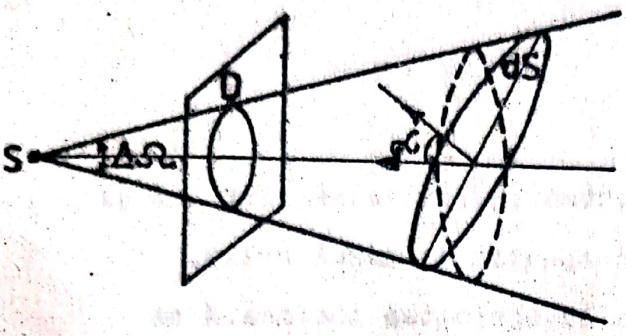


Fig.I

care din secţiunile unghiului solid $d\Omega$, paralele cu diafragma D, va trece în unitatea de timp aceeaşi cantitate de energie luminoasă.

Transportul de energie electromagnetică printr-o suprafaţă luată în consideraţie în domeniul spaţial de propagare a fasciculului ce provine de la sursa S, poate fi caracterizat prin mărimea numită <u>flux luminos (energetic)</u>.

Fluxul energetic este numeric egal cu cantitatea de energie ce trece în unitatea de timp printr-o suprafaţă dată. Între fluxul luminos Φ şi fluxul energetic Φ_e există relaţia:

$$\Phi = K(\lambda)\Phi_e$$

unde $K(\lambda)$ este un factor de transformare dependent de sensibilitatea ochiului. Unitatea de măsură pentru fluxul energetic este wattul, iar pentru fluxul luminos lumenul (lm). O sursă emite într-un unghi solid determinat un flux de o anumită valoare.

Cantitatea de energie emisă de sursă în unitatea de timp în toate direcţiile din spaţiu se numeşte <u>flux total</u>.

Fluxul nu poate caracteriza o sursă din punct de vedere energetic deoarece valoarea acestei mărimi depinde şi de valoarea unghiului solid. Se introduce în acest scop o nouă mărime fotometrică intensitatea luminoasă (energetică).

<u>Intensitatea luminoasă (energetică)</u> este numeric egală cu fluxul luminos (energetic) emis de sursă într-un unghi solid

de 1 steradian.

$$I = \frac{\Delta \Phi}{\Delta \Omega} \qquad (1)$$

In relaţia (1) cu I s-a notat intensitatea, iar $\Delta \Phi$ şi $\Delta \Omega$ reprezintă variaţia de flux respectiv de unghi solid.

Unitatea de măsură pentru intensitatea luminoasă se numeşte candelă (cd) iar pentru intensitatea energetică este watt/steradian (W/st).

Relaţia (1) este corectă în cazul surselor omogene care emit la fel în toate direcţiile. Dacă sursa nu este omogenă, trebuie ca unghiul solid din definiţia intensităţii să fie foarte mic

$$I = \lim_{\Delta \Omega \to 0} \frac{\Delta \Phi}{\Delta \Omega} = \frac{d\Phi}{d\Omega} \qquad (2)$$

In relaţia (2) I are semnificaţia intensităţii în jurul unei direcţii de emisie dată, $d\Omega$ un unghi solid infinit mic în jurul acestei direcţii, iar $d\Phi$ are semnificaţia fluxului emis în unghiul solid $d\Omega$.

In cazul unei surse neomogene, fluxul emis într-un unghi solid finit este dat de

$$\Delta \Phi = \int_{(\Delta \Omega)} I d\Omega \qquad (3)$$

Orice corp pe care cade un fascicul de raze de lumină poate fi considerat sursă indusă, dacă el nu absoarbe integral energia transportată de acel fascicul. Pentru a caracteriza procesul de aprovizionare a suprafeţei corpului iluminat cu energie electromagnetică se introduce mărimea <u>iluminare</u>.

<u>Iluminarea luminoasă (energetică)</u> este o mărime numeric egală cu fluxul luminos (energetic) uniform repartizat pe unitatea de suprafaţă a corpului iluminat.

Dacă pe elementul de suprafaţă dS a unui corp este repartizat uniform fluxul luminos dØ, iluminarea este dată de:

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \qquad (4)$$

Unitatea de iluminare luminoasă se numeşte lux (lx) iar de iluminare energetică Watt/m^2 (W/m^2).

Avînd în vedere relaţia între unghiul solid $\Delta\Omega$ şi suprafaţa ΔS, a cărei normală face cu axa de simetrie a unghiului $\Delta\Omega$, unghiul plan α (fig.1),

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta S \cos\alpha}{r^2} \qquad (5)$$

în care r este distanţa de la suprafaţa ΔS la vîrful unghiului solid; egalitatea (4) devine:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} = \frac{I\,\Delta\Omega}{\Delta S} = \frac{I\cos\alpha}{r^2} \qquad (6)$$

Pentru $\alpha = 0$ (suprafaţă perpendiculară pe fasciculul) se obţine:

$$E_0 = \frac{I}{r^2} \qquad (7)$$

Relaţia (7) conţine <u>legea fotometrică a lui Kepler</u>: "Iluminarea unei suprafeţe variază invers proporţional cu pătratul distanţei de la sursa punctiformă la suprafaţa iluminată".

Ţinînd cont de (7) relaţia (6) se poate scrie sub forma

$$E = E_0 \cos\alpha \qquad (8)$$

Relaţia (8) constituie expresia matematică a <u>legii lui Lambert</u>, care ne arată că "Iluminarea unei suprafeţe variază proporţional cu cosinusul unghiului de incidenţă a fasciculului de radiaţii pe suprafaţa iluminată.

II. <u>Fotometrul Lummer Brodhum</u>

Metodele fotometrice în care este utilizat în calitate de receptor ochiul sînt subiective. Ochiul este capabil să compare cantitativ numai starea de iluminare a două suprafeţe alătu-

rate, cu condiţia ca ambele să fie iluminate cu lumină albă sau monocromatică de aceeaşi culoare.

Pe această proprietate a ochiului se bazează metodele fotometrice cu ajutorul cărora se poate determina intensitatea luminoasă relativă a două surse.

Presupunem că avem două suprafeţe plane perfect difuzante, iluminate cu ajutorul a două surse punctiforme, a căror intensitate relativă vrem să o determinăm. Dacă iluminarea unei suprafeţe este determinată de o singură sursă, în conformitate cu relaţia (6) putem scrie:

$$E_1 = \frac{I_1}{r_1^2}\cos\alpha_1 \qquad 6.1$$

$$E_2 = \frac{I_2}{r_2^2}\cos\alpha_2 \qquad 6.2$$

La egalitate de iluminare se obţine:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2\cos\alpha_2}{r_2^2\cos\alpha_1} \qquad (9)$$

Relaţia (9) stă la baza metodelor fotometrice subiective.

Partea componentă principală a fotometrului Lummer Brodhum este un cub de sticlă, alcătuit din două prisme alăturate prin faţa ipotenuză (fig.2 a)

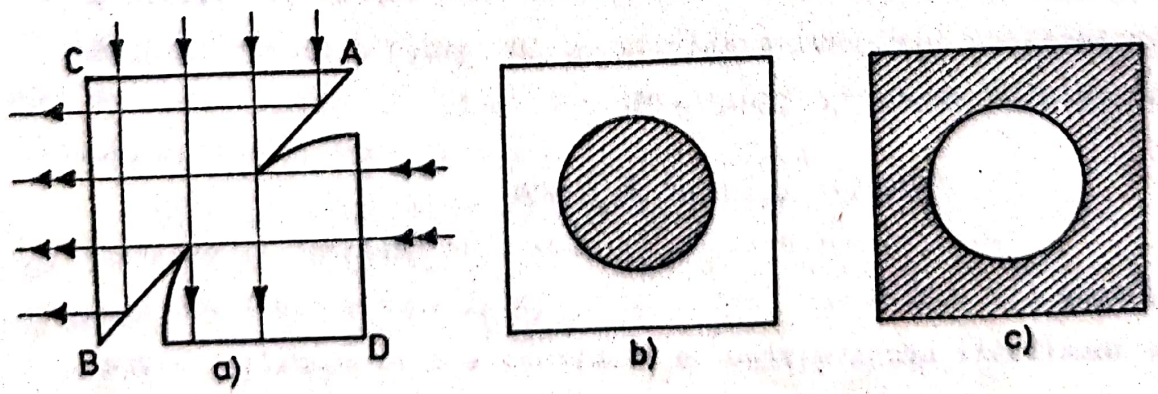


Fig.2

Suprafaţa ipotenuză a unela din prisme este modificată păstrîndu-se intactă numai o regiune centrală, iar în rest se înlătură prin şlefuire o parte din material. Alăturate cele două prisme vin în contact optic numai prin porţiunea centrală a suprafeţei ipotenuză rămasă intactă la ambele prisme.

In fig.2 a este prezentat schematic mersul razelor de lumină prin cubul Lummer Brenhum. Dacă un fascicul de raze paralele cad sub incidenţă normală pe faţa AD, partea din fascicul avînd secţiunea egală cu secţiunea de contact optic a prismelor, trece fără să fie deviată. Celelalte raze din fasciculul incident sînt absorbite la nivelul suprafeţei rectificate, dacă aceasta este acoperită cu un strat absorbant, sau sînt eliminate printr-o diafragmare corespunzătoare a fasciculului.

Dacă un fascicul de raze paralele cade sub incidenţă normală pe faţa AC, razele din porţiunea centrală, care ajung în regiunea de contact optic a prismelor trec nedeviate şi sînt absorbite de faţa BD a cubului, dacă aceasta a fost acoperită cu o peliculă absorbantă, sau părăsesc cubul, dacă coeficientul de absorbţie al feţei BD este mic. Razele din fasciculul incident care cad în porţiunea exterioară a regiunii de contact optic a prismelor, avînd unghiul de incidenţă mai mare decît unghiul limită de trecere din sticlă în aer, se întorc, prin reflexie totală, spre faţa BC a blocului de prisme.

Dacă aşezăm un ecran în drumul fasciculului emergent, în primul caz al incidenţei normale pe faţa AD a blocului, porţiunea centrală a ecranului va fi uniform iluminată, pe cînd porţiunile marginale vor fi întunecate (fig.2 b). In cazul incidenţei pe faţa AC se obţine situaţia prezentată în fig.2 c, cînd

porţiunea centrală a ecranului este întunecată, restul ecranului apărînd uniform iluminat.

Cînd sînt iluminate atît faţa AD cît şi faţa AC, atunci peecran cele două regiuni separate prin cercul C sînt iluminate în concordanţă cu intensitatea fasciculelor ce cad pe aceste feţe.

Fotometrul Lummer Brodhum este prezentat în fig.3.

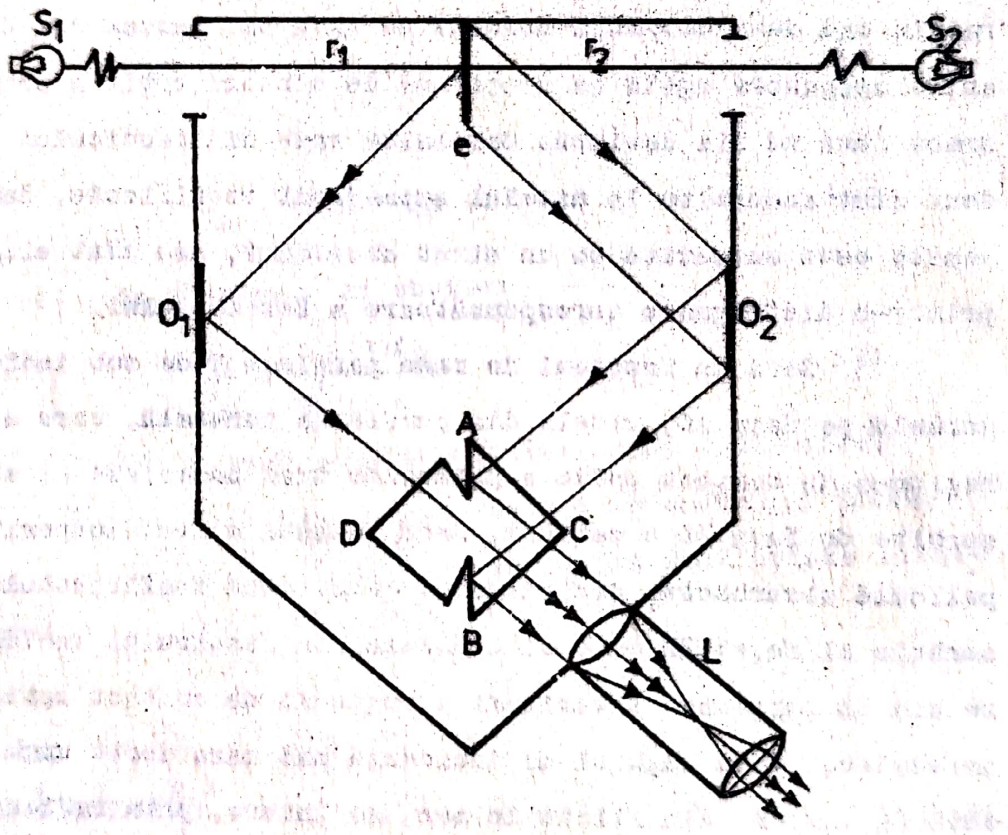


Fig.3

Sursele S_1 şi S_2 sînt prinse pe suporturile unui banc optic. Fiecare sursă iluminează uniform cîte una din feţele ecranului e, confecţionat din gips sau din alt material avînd

proprietăţi difuzante. O parte din lumina difuzată de ecranul e este reflectată de oglinzile O_1 şi O_2, fiind dirijată înspre suprafeţele AC şi AD ale cubului Lummen Brodhum.

Luneta L este astfel reglată încît să formeze imaginea suprafeţei cubului. Imaginea obţinută reproduce iluminările existente la un moment dat la nivelul suprafeţei AB.

In momentul egalizării de iluminare în cele două porţiuni ale imaginii, se poate considera că există egalitate de iluminare la nivelul ecranului e($\cos\alpha_1=\cos\alpha_2=1$) şi se poate scrie relaţia:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \qquad (10)$$

care permite determinarea intensităţii relative a două surse luminoase.

Procedeu experimental

Se aşează sursele în poziţii fixe, cît mai departe de fotometru (la capătul bancului optic) la aceeaşi înălţime cu orificiile şi se deplasează fotometrul pe direcţia S_1S_2 pînă cînd se constată în cîmpul lunetei dispariţia liniei de demarcaţie între cele două porţiuni ale imaginii. Aceasta este un indiciu de obţinere a egalităţii iluminărilor la nivelul feţei AB a blocului de prisme.

Cînd una din sursele utilizate este o sursă etalon se poate calcula intensitatea luminoasă a celei de a doua surse, în unităţi de intensitate.

III. Fotometrul diferenţial

Fotometrele diferenţiale sînt astfel construite încît să fie capabile să indice egalitatea între două fluxuri de radiaţii.

Fotometrul diferenţial din laboratorul nostru (fig.4) constă din două celule fotoelectrice C_1 şi C_2 montate în serie şi alimentate de la o sursă de curent continuu. Dacă asupra fotocelulelor C_1 şi C_2 cad fluxurile de radiaţie Φ_1 şi Φ_2, în circuitele lor exterioare iau naştere curenţii fotoelectrici i_1 şi i_2, avînd sensurile indicate în fig.4. Cei doi curenţi trec prin microampermetrul μA în sens diferit şi indicaţiile acestuia corespund diferenţei intensităţilor lor. În laborator sistemul de măsură este un microampermetru prevăzut cu un sistem de aducere a acului indicator la mijlocul scării, pentru a fi utilizat ca indicator de zero; acest sistem constînd dintr-o baterie, un întrerupător şi un potenţiometru P. Curenţii fotoelectrici obţinuţi de la cele două fotocelule sînt proporţionale cu fluxurile incidente:

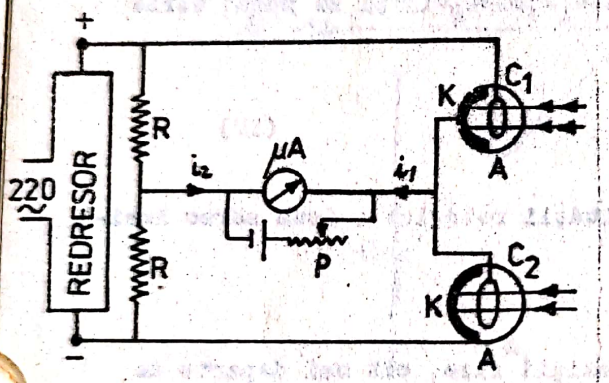


Fig.4

$$i_1 = K\,\Phi_1 \quad \text{şi} \quad i_2 = K\,\Phi_2$$

factorul de proporţionalitate K este acelaşi dacă fotocelulele sînt identice.

Prin modificarea unuia dintre fluxurile luminoase se obţine un curent rezultant egal cu zero pe ramura circuitului care conţine instrumentul de măsură, atunci cînd $i_2 = i_1$, respectiv cînd

$$\Phi_1 = \Phi_2 \qquad (11)$$

sau în conformitate cu relaţiile (1) şi (5) se poate scrie

$$I_1 \frac{dS_1 \cdot \cos\alpha_1}{r_1^2} = I_2 \frac{dS_2 \cdot \cos\alpha_2}{r_2^2} \qquad (12)$$

Factorii $dS_1 \cos \alpha_1$ şi $dS_2 \cos \alpha_2$ pot fi egalizaţi printr-o diafragmare corespunzătoare a fasciculelor ce cad pe fotocelule şi se obţine:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \qquad (13)$$

Relaţia (13) dă posibilitatea calculării raportului intensităţilor surselor luminoase.

Procedeu experimental

Tensiunea aplicată pe celulele fotoelectrice nu trebuie să depăşească valoarea 200 V la sursa de alimentare cu curent continuu şi să nu depăşească treapta 6, deoarece pot fi deteriorate fotocelulele.

Indicaţia "zero" la microampermetru se obţine prin mărirea distanţei dintre sursa mai intensă şi fotometru.

Datele experimentale obţinute cu ambele fotometre vor fi trecute în următorul tabel:

Tabel cu date experimentale

Nr. Fotometrul	r_1	r_2	I_1/I_2
L.B.			
F.E.D.			

X. STUDIUL SPECTRELOR DE ABSORBTIE CU AJUTORUL FOTOMETRULUI PULFRICH

A. Scopul lucrării: Obţinerea spectrului de absorbţie al rodaminei în apă

B. Aparate şi materiale necesare: fotometrul Pulfrich, apă distilată, soluţie de rodaminã

C. Principiul fizic al metodei

Fenomenul de scădere a fluxului energetic al unei unde electromagnetice optice ca urmare a transformării unei părţi din energia cîmpului electromagnetic în energie internă a substanţei, se numeşte absorbţie.

Să presupunem că un fascicul de raze paralele de radiaţii armonice, caracterizate prin frecvenţa ν , traversează un mediu omogen. Legea de atenuare a fluxului energetic Φ (mărime definită în lucrarea IX "Compararea intensităţii surselor luminoase cu ajutorul fotometrelor") este următoarea:

$$\phi(\nu,x)=\phi(\nu,o)e^{-a(\nu)x} \qquad (1)$$

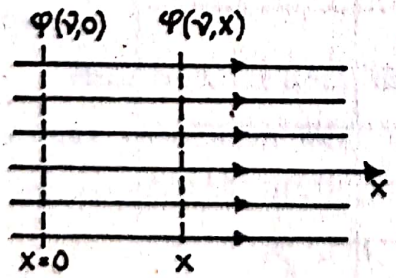


Fig.1

In relaţia (1) $\Phi(\nu,o)$ reprezintă fluxul energetic la nivelul x=o în substanţă, $\Phi(\nu,x)$ este fluxul la distanţa x măsurată faţă de reperul x=o iar $a(\nu)$ se numeşte coeficient de absorbţie liniară internă (deoarece în legea (1) intervine distanţa măsurată pe direcţia propagării radiaţiilor). Distanţa x_e pe care fluxul energetic al fasciculului se

atenuează de e ori satisface relaţia:

$$a(\nu)\cdot x_e = 1 \qquad (2)$$

In conformitate cu relaţiile (1) şi (2) coeficientul de absorbţie liniară este numeric egal cu inversa distanţei x_e străbătută în mediu pentru ca fluxul să se atenueze de e ori.

Coeficientul de absorbţie liniară este funcţie de frecvenţă şi valorile lui sînt în primul rînd determinate de frecvenţele proprii ale sistemelor atomice ce formează mediul.

Totalitatea valorilor coeficienţilor de absorbţie asociate cu valorile frecvenţelor ce le corespund se numeşte <u>spectru de absorbţie</u>.

Spectrul de absorbţie al unei substanţe poate fi dat prin reprezentare tabelară sau grafică a unora dintre mărimile enumerate mai jos, funcţie de frecvenţă:

$$a(\nu) = \frac{1}{x}\ln\frac{\Phi(\nu,0)}{\Phi(\nu,x)} \qquad \text{Coeficient de absorbţie liniară internă} \qquad (3)$$

$$T_i(\nu,x) = \frac{\Phi(\nu,x)}{\Phi(\nu,0)} \qquad \text{Factor spectral de transmisie internă} \qquad (4)$$

$$E_n(\nu,x) = \ln\frac{1}{T_i} = a(\nu)x \qquad \text{Extinctie spectrală naturală} \qquad (5)$$

In cazul unei soluţii realizate cu o substanţă absorbantă şi un solvent care nu absoarbe în domeniul cercetat, legea absorbţiei are forma propusă de Beer (1852)

$$\Phi(\nu,x) = \Phi(\nu,0)e^{-\varepsilon(\nu)\cdot c\cdot x} \qquad (6)$$

unde x este grosimea stratului de soluţie, c - concentraţia soluţiei iar $\varepsilon(\nu)$ se numeşte <u>coeficient spectral natural de</u>

extinctie: se poate calcula împărţind extincţia spectrală la produsul dintre concentraţia soluţiei şi grosimea stratului.

$$\varepsilon(\nu)=\frac{1}{c\,x}\ln\frac{\phi(\nu,o)}{\phi(\nu,x)} \qquad (7)$$

In cazul unei soluţii realizate cu mai multe substanţe absorbante fiecare contribuie separat la atenuarea fluxului energetic $\phi(\nu,x)$ în modul descris de relaţia (8):

$$\phi(\nu,x)=\phi(\nu,o)e^{-\sum_{i=1}^{N}c_i\,\varepsilon_i(\nu)\,x} \qquad (8)$$

în care indicele i se referă la un anumit sort de molecule din soluţie iar N reprezintă numărul componentelor soluţiei.

Vom expune procedeul de obţinere a spectrelor pentru cazul cînd substanţa se dizolvă într-un solvent care nu absoarbe în domeniul spectral în care se efectuează măsurătorile.

In drumul fasciculului de raze paralele se aşează două cuve identice ,una cu solventul şi alta cu soluţia (fig.2).

Pentru a calcula atenuarea fasciculului de către cele două eşantioane trebuie să ţinem cont de atenuarea fasciculelor la suprafeţele de separaţie ale mediilor (de absorbţia în pereţii cuvelor) precum şi de atenuarea fluxurilor de către solvenţi, dar avînd în vedere identitatea cuvelor dacă se face raportul fluxurilor energetice, factorii respectivi de atenuare se simplifică şi raportul depinde numai de atenuarea unuia din fluxuri ca urmare a acţiunii absorbante a substanţei analizate.

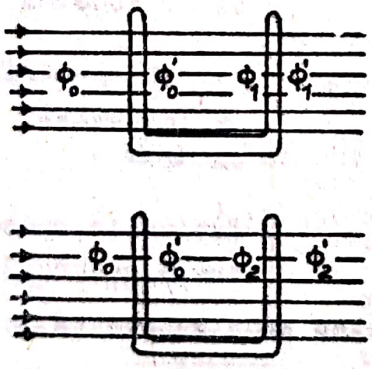


Fig.2

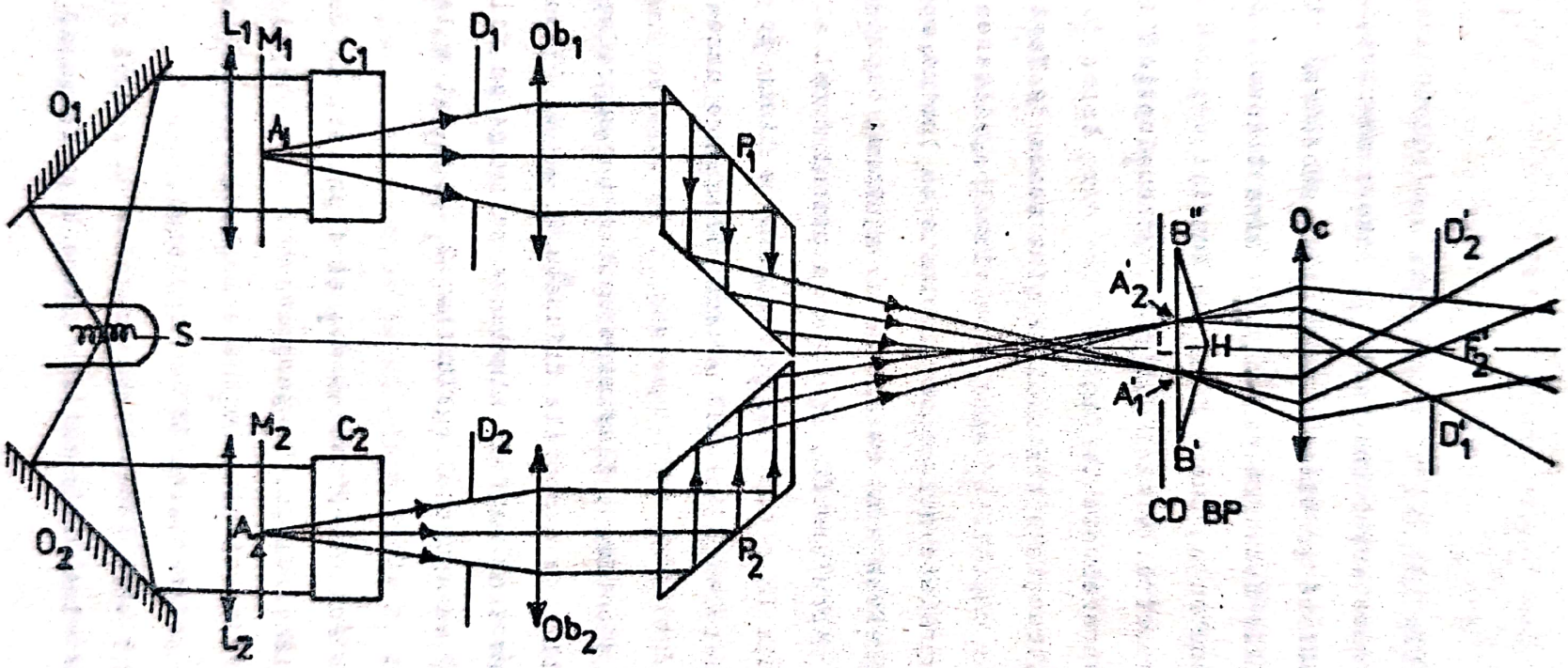

L_1
M_1
C_1
D_1
Ob_1
O_1
A_1
P_1
S
M_2
C_2
D_2
A_2
O_2
L_2
Ob_2
P_2
B"
O_c
D'_2
A'_2
H
F'_2
A'_1
D'_1
B'
CD BP

Fig.3

$$\frac{\Phi_2'}{\Phi_1'} = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} = e^{-\varepsilon(\lambda)c \cdot x} \qquad (9)$$

In relaţia (9) $\varepsilon(\lambda)$ reprezintă coeficientul spectral de extincţie al substanţei analizate, c este concentraţia acesteia iar x reprezintă grosimea stratului de substanţă din cuve.

Condiţiile necesare pentru măsurarea transmisiilor sau a extincţiilor pentru un număr finit de lungimi de undă sînt realizate în fotometrul vizual Pulfrich. Schema optică a fotometrului este reprezentată în fig.3.

In construcţia aparatului se ţine seama de faptul că observatorul este capabil să aprecieze vizual egalitatea de iluminare a două suprafeţe adiacente iluminate cu lumină monocromatică. Aceste suprafeţe sînt realizate cu ajutorul biprismei BP şi a diafragmei circulare CD, aşezate în planul focal al ocularului Oc. Muchia LH a biprismei joacă rol de linie de separaţie între suprafeţele LB' şi LB" a căror iluminare urmează să fie comparată.

Pentru a obţine o iluminare uniformă a suprafeţelor biprismei sînt utilizate corpurile difuzante M_1 şi M_2 (lame de sticlă mate) care sînt uniform iluminate cu lampa cu filament incandescent (S) cu ajutorul oglinzilor O_1 şi O_2 şi a lentilelor L_1 şi L_2.

Cu ajutorul obiectivului Ob_1 şi a prismei de deviaţie P_1 se formează imaginea lui M_1 pe jumătatea LB' a biprismei, iar cu ajutorul obiectivului Ob_2 şi a prismei P_2 se formează imaginea lui M_2 pe jumătatea LB" a biprismei.

In fig.3 este redat mersul razelor de lumină pentru fasciculul ce provine din punctul A de pe M şi formează imagi-

nea A' pe biprismă.

In drumul fasciculelor de raze ce cad pe obiectivul Ob_1 respectiv Ob_2 sînt aşezate diafragmele D_1 respectiv D_2. Ansamblul optic format din Ob_1, P_1, BP şi Oc este astfel calculat încît imaginea diafragmei D_1 să se formeze în D_1' aproape de planul focal F_2'. La fel Ob_2, P_2, BP şi Oc formează imaginea diafragmei D_2 în D_2' în aşa fel încît D_2' se suprapune peste D_1'. In felul acesta se asigură faptul că toate razele de lumină care au trecut prin diafragma D_1 respectiv D_2 să treacă prin imaginile D_1' respectiv D_2' adică prin vecinătatea axului optic al sistemului. Se obţine astfel un sistem optic cu următoarele proprietăţi:

- aşezînd ochiul cu pupila în dreptul imaginilor D_1' şi D_2' observatorul poate recepţiona în întregime toate fasciculele de lumină ce provin de la puncte de pe suprafaţa biprismei;

- fluxul transportat de aceste fascicule poate fi variat cu ajutorul diafragmei D_1;

- în regiunea dintre M_1 şi D_1, dacă distanţa D_1A este suficient de mare şi D_1 are suprafaţă suficient de mică, razele diverselor fascicule ce provin de la puncte de pe M, sînt practic paralele între ele;

- dacă în drumul unuia dintre fascicule se introduce un corp absorbant el reduce fluxul de energie al fasciculului (adică are acelaşi efect ca şi diafragmele D_1 şi D_2):

Pentru realizarea măsurătorilor în lumină monocromatică în drumul fasciculelor se pot introduce filtre (tabel 1), care sînt montate pe un suport de tip revolver între biprisma BP şi ocularul Oc. Numărul filtrului aflat în calea fasciculului de radiaţii este indicat în fereastra de afişaj a carcasei suportului revolver. Egalitatea de iluminări în cîmpul vizual se rea-

lizează prin modificarea suprafeţei diafragmelor reglabile D_1 şi D_2. Construcţia diafragmelor este explicată în fig.4.

O diafragmă este alcătuită din două lame metalice care la o deschidere completă formează un pătrat. Rotirea tamburului

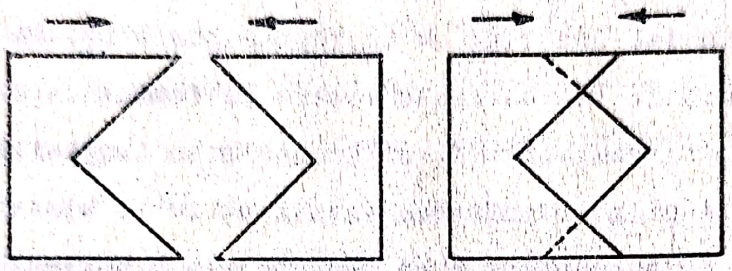


Fig.4

care acţionează diafragma de la diviziunea 0 la diviziunea 100 este echivalentă cu deschiderea completă a diafragmelor.

Notînd cu Φ_{D_1} şi Φ_{D_2} fluxurile incidente pe diafragme, suprafeţele diafragmelor cu S_{D_1} şi S_{D_2}, iar iluminările lor cu E_{D_1} şi E_{D_2} se pot scrie relaţiile:

$$\Phi_{D_1} = E_{D_1} \cdot S_{D_1} \qquad (10)$$

$$\Phi_{D_2} = E_{D_2} \cdot S_{D_2} \qquad (11)$$

Relaţiile (10) şi (11) ne arată că fluxul luminos care trece prin una din diafragme este proporţional cu suprafaţa acesteia, deci şi cu unghiul de rotire al tamburului. Iluminările celor două jumătăţi ale biprismei, pe care le vizăm cu ocularul sînt:

$$E_{FB'} = \frac{\Phi_{D_1}}{S_{FB'}} = \frac{E_{D_1} \cdot S_{D_1}}{S_{FB'}} \qquad (12)$$

$$E_{FB''} = \frac{\Phi_{D_2}}{S_{FB''}} = \frac{E_{D_2} \cdot S_{D_2}}{S_{FB''}} \qquad (13)$$

Dar suprafeţele jumătăţilor biprismei fiind egale ($S_{FB'}=S_{FB''}$), în momentul în care se realizează egalitatea iluminărilor ($E_{FB'}=E_{FB''}$) se obţine:

$$E_{D_1} \cdot S_{D_1} = E_{D_2} \cdot S_{D_2} \qquad (14)$$

Această relaţie se utilizează pentru determinarea spectrelor de absorbţie în felul următor:

Pentru cuvele pline cu solvent, în cazul unei reglări corecte a aparatului se obţine egalitate de iluminări pentru cele două jumătăţi de cîmp atunci cînd ambele diafragme sînt deschise la maxim (tamburul la diviziunea 100). În acest moment prin ambele diafragme trece fluxul Φ'_1. Se înlocuieşte solventul din una din cuve cu soluţia de analizat. Se obţine din nou egalizarea iluminărilor acţionînd tamburul corespunzător fasciculului de la cuva cu solventul (a cărui flux nu a fost atenuat prin absorbţie) în sensul închiderii diafragmei. Se citeşte pe acest tambur diviziunea D'_1 corespunzătoare fluxului Φ'_2 atenuat. Utilizînd relaţiile (10) şi (11) obţinem:

$$\frac{\Phi'_1}{\Phi'_2} = \frac{S^0_{D_1}}{S_{D_1}} = \frac{D^0_1}{D_1} \qquad (15)$$

În relaţia (15) suprafeţele $S^0_{D_1}$ şi S_{D_1} sînt proporţionale cu diviziunile D^0_1 şi D_1 citite pe tambur.

În afara transmisiilor pe tambur este gradată şi scara densităţilor optice (a extincţiilor spectrale naturale $E_n(\nu)$ - vezi relaţia 5).

Punerea la punct a fotometrului constă în următoarele:

- realizarea iluminării corecte a sticlelor mate
- verificarea imaginilor filamentelor în cîmpul vizual
- controlul imaginilor diafragmelor D_1 și D_2 cu lupa

Becul dispozitivului de iluminat se conectează cu ajutorul unui transformator coborîtor de tensiune. Fasciculele de lumină de la dispozitivul de iluminat se îndreaptă spre un ecran așezat la distanța de 1 metru de dispozitivul de iluminat. Pentru a obține imagini bine conturate ale filamentului becului se urmărește să se obțină o distanță de 7 cm între capătul din stînga și cel din dreapta a filamentului (fig.5).

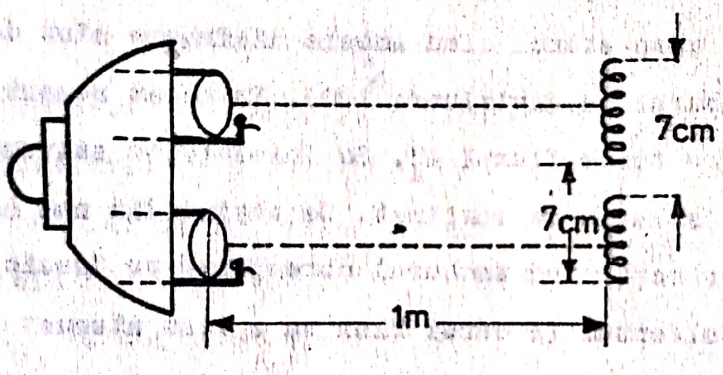


Fig.5

Se introduce apoi sistemul de iluminare spre fotometru, apoi se introduce filtrul S 57 (tabel 1) și se urmărește obținerea unei imagini bine conturate ale filamentului becului, dispuse ca în fig.6 prin mișcarea condensorilor în sistemul de iluminat. Se introduc apoi sticlele mate M_1 și M_2 în ferestrele condensorilor și se vizează linia de separație a celor două cîmpuri.

Fixînd unul din tamburii diafragmelor pe diviziunea 100, se egalează prin rotirea celui de al doilea tambur cele două cîmpuri și se fac 5-10 măsurători. Dacă valoarea medie a măsurătorilor se obține 100 ± 2, înseamnă că punerea la punct a aparatu-

lui a fost făcută corect.

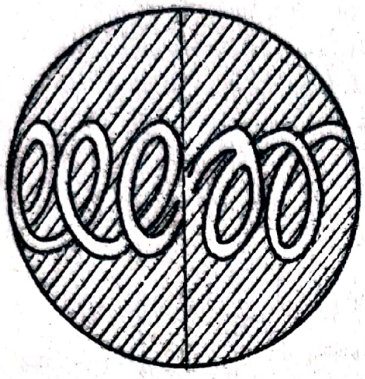


Fig.6

Dacă abaterea este mai mare, se deplasează ușor unul din condensori și se face din nou fotometrarea pînă cînd se obține o strălucire egală a celor două cîmpuri la o poziție egală a diafragmei. Dispariția liniei de separație a cîmpurilor este un indiciu pentru realizarea egalității iluminărilor în cele două cîmpuri.

Controlul iluminării uniforme a diafragmelor D_1 și D_2 se face cu ajutorul lupei L, rabatabile, care poate di adusă în fața ocularului. Prin lupă pot fi văzute imaginile diafragmelor D_1 și D_2. Reducînd alternativ suprafața uneia dintre diafragme la zero, în condițiile în care cealaltă este deschisă, se poate verifica dacă suprafața acesteia este uniform iluminată. Dacă imaginea nu este uniform iluminată se cercetează dacă suportul nu obturează nesimetric fasciculele de lumină și punerea la punct a sistemului de iluminare.

In laborator se vor studia spectrele de absorbție ale unor soluții de coloranți. Se va reprezenta grafic dependența extincției spectrale naturale și a coeficientului de transmisie funcție de lungimea de undă λ_{max} din tabelul 1.

Tabelul 1

Nr.	Filtru	λ_{max}(nm)	$(\Delta\lambda)1/2$ (nm)
1	S75	750	40
2	S72	726	33
3	S66	665	32
4	S61	619	20
5	S57	574	18
6	S53	533	19
7	S50	496	23
8	S47	465	26
9	S43	436	21
10	S42	428	22
11	loc liber	-	-
12	loc liber	-	-

E. Tabel cu date experimentale

Nr.filtrului	λ_{max}(nm)	T_i	$E_n=\ln \frac{1}{T_i}$
.			
.			
.			
.			

XI. ANALIZA FOTOCOLORIMETRICA

A. Scopul lucrării: Insuşirea metodei fotocolorimetrice de determinare a concentraţiei substanţelor aflate în soluţie.

B. Dispozitive şi materiale necesare: fotocolorimetru, soluţii etalon, soluţii de analizat, apă distilată, pipete, flacoane cotate.

C. Principiul fizic al lucrării. Analiza fotocolorimetrică este o metodă de determinare a concentraţiei unor substanţe aflate în soluţie pe baza fenomenului de absorbţie a radiaţiilor optice. Se ştie (v. lucrarea X pag85) că la trecerea unui fascicul de radiaţii optice printr-un strat de soluţie de grosime d, atenuarea fluxului spectral de radiaţii este descrisă de Legea Lambert-Beer:

$$\log \frac{\phi_0(\lambda)}{\phi(\lambda)} = \varepsilon(\lambda) c d \qquad (1)$$

unde $\phi_0(\lambda)$ este fluxul fasciculului incident, $\phi(\lambda)$ fluxul fasciculului transmis, c - concentraţia substanţei aflată în soluţie, d - grosimea stratului de soluţie, $\varepsilon(\lambda)$ coeficientul spectral de extinctie zecimală. Coeficientul spectral de extinţie depinde de natura substanţei şi de temperatură. El nu depinde de concentraţia soluţiei şi nici de valoarea fluxului incident. Mărimea $E=\log \frac{\phi_0(\lambda)}{\phi(\lambda)}$ se numeşte extinctie zecimală sau densitate optică iar mărimea $T=\frac{\phi(\lambda)}{\phi_0(\lambda)}$ se numeşte factor spectral de transmisie. Din cele spuse mai sus rezultă că mărimile E şi T sînt legate prin relaţia:

$$E = \log \frac{1}{T} \qquad (2)$$

Din formulele (1) şi (2) rezultă că T poate lua valori cuprinse între 1 şi 0 iar E între 0 şi ∞.

Reprezentarea grafică sau sub formă de tabele a oricăreia din mărimile E, T şi ε în funcţie de lungimea de undă (frecvenţă) reprezintă <u>spectrul de absorbţie</u> al substanţei absorbante şi constituie o caracteristică a acesteia. In spectrul de absorbţie al oricărei substanţe apar maxime şi minime de absorbţie la anumite valori ale lungimii de undă λ. Fiecare bandă de absorbţie este caracterizată de lungimea de undă λ_{max} şi de coeficientul de extincţie ε_{max} în punctele de maxim ale benzii de absorbţie. Substanţele care absorb puternic unele radiaţii din domeniul vizibil apar colorate. Culoarea subatanţelor este dată de radiaţiile pe care acestea nu le absorb sau le absorb slab. De aceea, de exemplu, o substanţă care absoarbe puternic în domeniul verde şi albastru apare coloratâ într-o nuanţă de roşu.

In funcţie de natura substanţei şi a solventului, de concentraţia substanţei, de temperatură şi de alţi factori, legea absorbţiei (1) poate fi riguros valabilă sau pot exista anumite abateri de la această lege. Nerespectarea legii Lambert-Beer se poate datora fie interacţiunii solventului cu substanţa solvită, fie interacţiunii moleculelor substanţei solvite între ele (formarea complecşilor), fie modificării pH-ului soluţiei care duce la modificarea culorii în timpul măsurătorilor, etc.

Pentru soluţiile care respectă legea Lambert-Beer, după cum rezultă din formula (1), extincţia E este proporţională cu concentraţia c a substanţei din soluţie astfel încît dependenţa dintre extincţie şi concentraţie se exprimă printr-o linie dreaptă care trece prin originea sistemului de coordonate (E,c) (fig.1).

Pentru un strat de soluţie de grosime d dată, panta acestei drepte este direct proporţională cu coeficientul de extincţie $\varepsilon(\lambda)$. Dacă soluţia nu respectă legea colorimetrică (1), atunci se constată abateri de la liniaritate pe o anumită porţiune sau pe întreaga curbă.

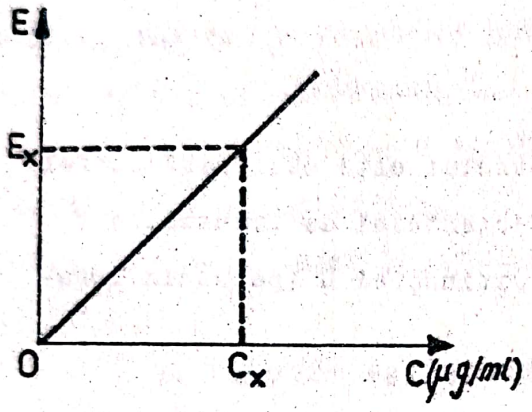


Fig.1

De aceea înainte de a utiliza legea (1) pentru determinarea concentraţiei, este necesar să se verifice valabilitatea ei adică să se verifice dacă între E şi c există o dependenţă liniară. In acest scop se măsoară extincţiile E_i (i=1,2,...) corespunzătoare maximului unei benzi de absorbţie pentru un set de 4-5 soluţii etalon, de concentraţii c_i cunoscute, şi se reprezenta grafic funcţia $E_i=f(c_i)$.

Scopul acestei lucrări este de a verifica valabilitatea legii Lambert-Beer pentru unele soluţii de coloranţi şi de a determina concentraţiile unor coloranţi din soluţii având ca solvent apa distilată.

Măsurarea extincţiei E se face cu ajutorul unui fotocolorimetru "EPPENDORF".

Schema de principiu a fotocolorimetrului utilizat în laborator este reprezentată în fig.2 în care: S - sursa de lumină (lampă cu vapori de mercur), L - lentilă colimator, F - filtru optic interferenţial, C - cuva cu soluţie, CF - celulă fotoelectrică, A - amplificator, G - galvanometru.

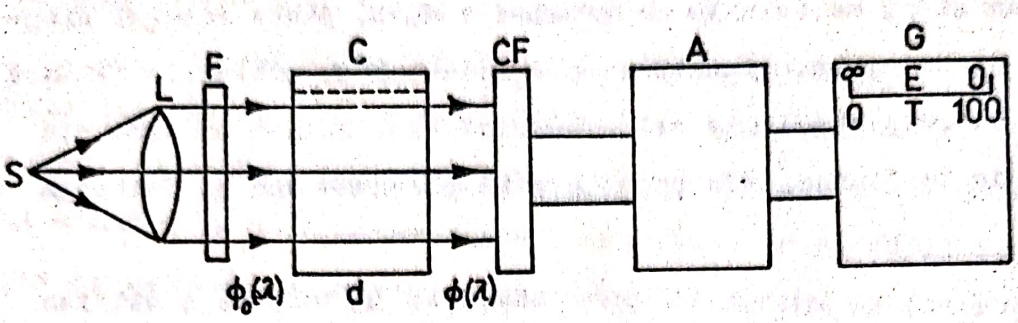


Fig.2

Scala de măsură a galvanometrului este etalonată astfel încît permite citirea directă a coeficientului de transmisie T (pe scala liniară 0 - 100) cît şi a extincţiei E (pe scala logaritmică ∞-0).

D. Modul de lucru

1. Din soluţia stoc, existentă în laborator, se prepară 4-5 soluţii etalon, de concentraţii cunoscute după indicaţiile conducătorului de lucrări.

2. Se alege un filtru optic pentru domeniul spectral în care substanţa de studiat prezintă un maxim de absorbţie şi se aşează în locaşul său în drumul fasciculului de radiaţii.

3. Se obturează calea fasciculului de lumină (pentru a proteja galvanometrul) ridicînd în sus maneta obturatorului (geschoserr) de pe panoul frontal al aparatului.

4. Se roteşte spre stînga comutatorul cu 13 trepte al amplificatorului pînă cînd acesta ajunge pe treapta 1.

5. Se conectează aparatul la tensiunea 220 V c.a. şi se apasă tasta pentru pornirea aparatului (Netz). Funcţionarea aparatului este indicată de aprinderea becului roşu de pe panoul frontalal aparatului.

6. Se aşteaptă aproximativ 10 minute, pentru intrarea amplificatorului şi lămpii spectrale în regim normal de funcţionare, după care se introduce cuva cu solvent în suportul cuvei şi se deplasează cuva în dreptul fasciculului de lumină cu ajutorul manetei din centrul panoului frontal al aparatului.

7. Se deschide obturatorul fasciculului de lumină şi se roteşte treptat comutatorul în trepte al amplificatorului pînă cînd spotul galvanometrului ajunge aproape de capătul din dreapta al scalei galvanometrului.

8. Se acţionează butonul reglare fină a amplificării (fein) de pe panoul frontal al aparatului pînă cînd spotul galvanometrului ajunge exact la diviziunea 100 de pe scala T (0 pe scala E) (fig.2).

9. Folosind cea de a doua cuvă, identică cu prima, se aduc pe rînd soluţiile de măsurat în calea fasciculului de lumină în ordinea crescătoare a concentraţiilor şi se citesc valorile corespunzătoare ale extincţiei E. Pentru scoaterea cuvelor din suport se foloseşte pîrghia metalică. La introducerea cuvelor în suportul de cuve, maneta metalică se deplasează în jos iar cuvele se apasă uşor cu degetul pînă ating partea de jos a suportului.

Inainte de umplerea cuvei cu o altă soluţie, cuva se clăteşte cu apă distilară apoi cu soluţia pentru care urmează a se măsura extincţia. Procedînd în acest mod se diminuează erorile cauzate de faptul că cuva nu este perfect uscată înainte de a fi din nou utilizată şi se economiseşte timp . Pentru citirea mai precisă a extincţiilor mari (peste 0,3) se măreşte amplificarea cu 1,2 sau 3 trepte iar la valoarea extincţiei citită pe scală se adaugă valoarea E=0,25 pentru fiecare treaptă de am-

plificare suplimentară. Datele obţinute se trec în următorul tabel.

E. Tabel cu date experimentale

Substanţe...

Concentraţia soluţiilor etalon (μg/ml)	Extincţia (E)
C_1	E_1
C_2	E_2
.	.
.	.
.	.

Cu datele obţinute se trasează graficul de etalonare E=f(C).

Se determină valorile extincţiei E_x corespunzătoare unor soluţii de concentraţii necunoscute C_x şi se determină C_x din graficul de etalonare E=f(C).

XII. STUDIUL INELELOR LUI NEWTON

A. Scopul lucrării: Determinarea razei de curbură a unei lentile plan-convexe.

B. Dispozitive şi materiale necesare: dispozitivul pentru obţinerea inelelor lui Newton, lampa cu descărcare în vapori de sodiu, drosel.

C. Principiul fizic al metodei

Inelele lui Newton sînt franje de interferenţă de egală grosime localizate pe stratul de aer dintre o suprafaţă plană şi suprafaţa convexă a unei lentile plan-convexe cu centrul optic în contact cu suprafaţa plană.

Fie o pană subţire transparentă, avînd indicele de refracţie n, delimitată de două suprafeţe plane Σ_1 şi Σ_2, ce formează între ele un unghi foarte mic (de ordinul minutelor). Fie n' indicele de refracţie al mediului în care este plasată pana. Presupunem că sursa S este monocromatică şi punctiformă. Fie două raze de lumină provenind de la această sursă S care se întîlnesc în punctul P: (SAA'CP) şi (SBP) (fig.1).

Efectul luminos în punctul P depinde de diferenţa de drum optic (ΔL) dintre cele două raze:

$$(\Delta L)=(n'SA+nAA'+nA'C+n'CP)-n'SB-n'BP=$$
$$=-n'\left((SB-SA)+(BP-CP)\right)+n(AN_1'+N_1'A'+A'N_2'+N_2'C) \qquad (1)$$

Presupunînd că sursa este suficient de departe pentru a putea aproxima normalele AE, CD, BN_1' şi BN_2' cu fronturile de undă, în conformitate cu teorema lui Malus, drumurile optice ale razelor între două suprafeţe de undă sînt egale, deci putem scrie:

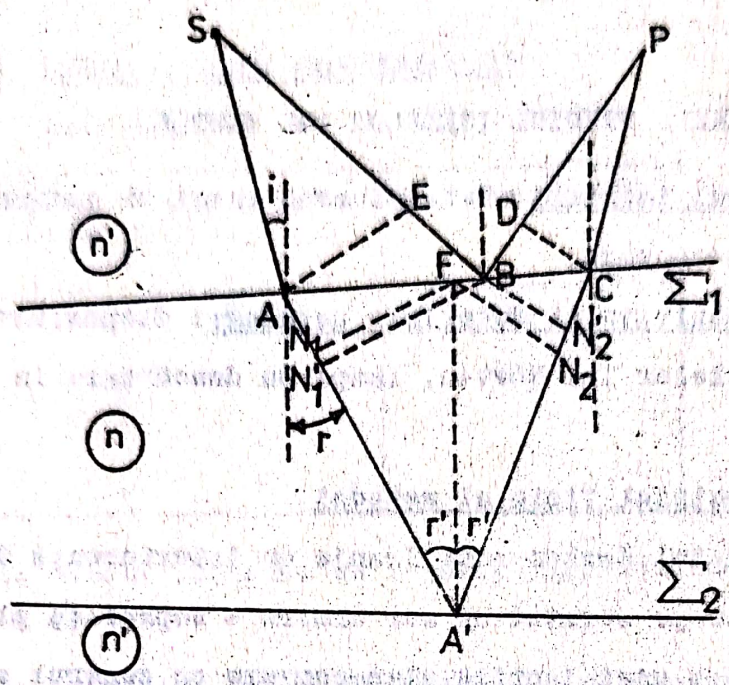


Fig.2.

$$n'EB=nAN_1' \qquad n'BD=nCN_2' \tag{2}$$

De asemeni pot fi efectuate aproximaţiile:

$$SA \simeq SE \text{ şi } PC \simeq PD \tag{3}$$

astfel încît obţinem pentru diferenţa de drum optic egalitatea:

$$(\Delta L)=-n'(EB+BD)+n(AN_1'+N_1'A'+AN_2'+N_2'C)=n(N_1'A'+A'N_2') \tag{4}$$

Normala la suprafaţa Σ_2 a penei în punctul A' determină pe Σ_1 punctul F din care se duc normalele la AA' şi A'C. Segmentele N_1N_1' şi N_2N_2' pot fi considerate egale cînd unghiul penei este foarte mic.

$$(\Delta L)=n(N_1A'+A'N_2)=2n\, e \cos r \tag{5}$$

In relaţia (5) e reprezentată grosimea penei în vecinătatea punctului F, iar r este unghiul de refracţie al razei transmise prin lamă în punctul A (fig.1).

Ca urmare a reflexiei pe suprafeţele Σ_1 şi Σ_2 apare un salt de fază, fie în B, fie în A, în funcţie de relaţia dintre indicii de refracţie n şi n'. Deci diferenţa de drum totală dintre cele două raze care pleacă de la sursa S şi ajung în P este:

$$(\Delta L)=2n\cdot e\cdot \cos r \pm \frac{\lambda}{2} \qquad (6)$$

In raport cu P se obţine un maxim dacă este îndeplinită condiţia:

$$(\Delta L)=2n\, e \cos r \pm \frac{\lambda}{2} = K\lambda \quad K=0,1,2,\ldots \qquad (7)$$

sau

$$2n\cdot e\cdot \cos r=(2K\pm 1)\frac{\lambda}{2} \qquad K=0,1,2,\ldots \qquad (8)$$

In punctul P se obţine un minim dacă este îndeplinită condiţia:

$$2n\, e \cos r = K\lambda \qquad K=0,1,2,\ldots \qquad (9)$$

Subliniem faptul că aceste relaţii au fost stabilite pentru o sursă punctiformă.

In cazul unei surse întinse, în punctul P ajung perechi de raze, pornind de la puncte diferite ale sursei şi din zone de grosimi diferite ale lamei, de aceea starea de interferenţă nu poate fi precizată.

Localizînd punctul P pe pană (privind cu ochiul suprafaţa penei), pentru razele ce interferă în acest punct grosimea lamei este fixată. Pe de altă parte, deoarece pupila ochiului este foarte mică unghiul r este aproximativ acelaşi pentru toate razele ce ajung la ochi (fig.2). In acest caz starea de interferenţă în P va fi precizată deoarece diferenţa de drum optic este aproximativ aceeaşi pentru toate razele care ajung la ochi.

In cazul unei pene avînd grosimea fixată, la o anumită distanţă de muchia (dreapta de intersecţie a planelor Σ_1 şi Σ_2)

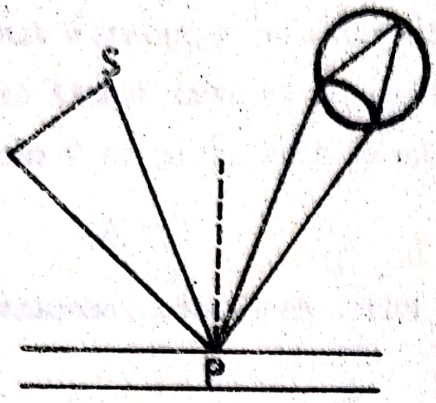


Fig.2

ei, se pot observa o serie de dungi întunecate şi luminoase (franje de interferenţă paralele cu muchia penei).

Franjele de interferenţă observate pe faţa Σ_1 a lamei se numesc <u>franje prin reflexie</u>, iar franjele localizate pe faţa Σ_2 a lamei se numesc "<u>franje prin transmisie</u>".

Inelele lui Newton sînt franje obţinute prin reflexie pe o pană de aer avînd simetrie circulară, delimitată de o suprafaţă de sticlă perfect plană (Σ_2) şi de suprafaţa convexă a unei lentile convergente.

In cazul incidenţei normale pe pana de aer cos r din relaţiile (8) şi (9) poate fi aproximat cu unitatea, iar condiţiile ca punctul P să fie luminos sau întunecat sînt respectiv:

$$e_K=(2K+1)\frac{\lambda}{4} \qquad K=0,1,2,... \qquad (8')$$

$$e_K=K\,\frac{\lambda}{2} \qquad K=0,1,2,... \qquad (9')$$

Lama de aer avînd simetrie circulară punctele luminoase şi întunecate sînt distribuite pe cercuri concentrice.

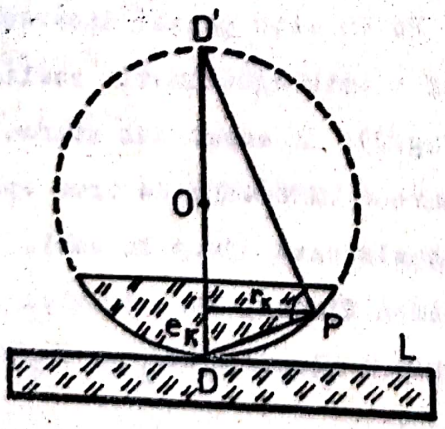


Fig.3

In fig.3 este reprezentată punctat suprafaţa sferică de rază R din care este decupată lentila planconvexă. Fie r_K raza inelului de interferenţă de ordin K determinat de grosimea e_K a stratului de aer dintre suprafaţa sferică şi lama L cu feţe plan paralele.

In triunghiul dreptunghic DPD' putem scrie:

$$e_K = \frac{r_K^2}{2 \cdot R - e_K} \cong \frac{r_K^2}{2R} \qquad (10)$$

deoarece $e_K << R$.

Folosind relaţiile (8') şi (9') obţinem razele inelelor luminoase

$$r_K^{(M)} = \sqrt{(2K+1)R\frac{\lambda}{2}} \qquad K=0,1,2,... \qquad (11)$$

şi întunecate

$$r_K^{(m)} = \sqrt{RK\lambda} \qquad K=0,1,2,... \qquad (12)$$

Centrul sistemului satisface în cazul observării inelelor lui Newton prin reflexie condiţia de minim de interferenţă.

Relaţiile (11) şi (12) permit determinarea razei R a lentilei dacă se cunoaşte lungimea de undă a razelor cu care a fost iluminat sistemul şi dacă se determină raza unui inel de ordin K.

Dispozitivul experimental constă dintr-un suport H pe care se aşează placa de sticlă şi deasupra ei lentila (fig.4). Suportul poate fi deplasat pe direcţie orizontală acţionînd manivela m

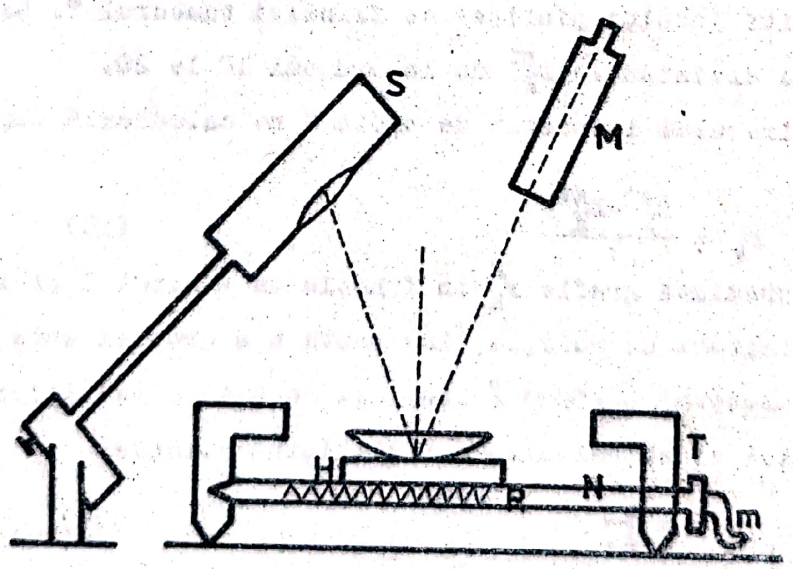


Fig.4

cu tambur gradat T. Deplasarea poate fi citită relativ la reperul R pe o riglă orizontală de pe măsuţa cu suportul N, cu o precizie de 1 mm, iar pe tamburul T cu precizia 0,01 mm.

Iluminarea se realizează cu o lampă cu vapori de sodiu cu suport rabatabil, iar observarea inelelor, la incidenţă apropiată de incidenţa normală, se realizează cu un microscop M.

D. Modul de lucru

Se reglează astfel microscopul ca inelele să apară în cîmp clare şi fine

Se deplasează măsuţa pînă cînd la intersecţia firelor reticulare ajunge centrul întunecat al inelelor.

Măsurătorile se vor efectua relativ la inelele de ordin superior, a căror claritate este mai bună. Se deplasează măsuţa pînă cînd se numără, de exemplu 20 inele la dreapta. Se citesc diviziunile D_K^{dr} la care apar inelele întunecate de ordine descrescătoare între 20 şi 10

Se recomandă ca deplasarea suportului N să se efectueze numai într-un singur sens pentru a elimina eventualele erori care ar apărea datorită jocului piuliţei ce frînează tamburul T. La stînga se citesc diviziunile D_K^{st} de la ordinul 10 la 20.

Raza inelului întunecat de ordin K se calculează după relaţia:

$$r_k = \frac{D_K^{dr} - D_K^{st}}{2} \qquad (13)$$

Se reprezintă grafic r_K^2 în funcţie de ordinul K al inelelor. In conformitate cu relaţia (12) panta m a dreptei este egală cu $R\lambda$. Se cunoaşte $\lambda_D = 5893$ Å lungimea de undă a radiaţiei galbene a sodiului şi se calculează R utilizînd relaţia:

$$R = \frac{m}{\lambda} \qquad (14)$$

E. Tabel cu date experimentale

K	D_K^{dr}	D_K^{st}	r_K	r_K^2	m = R =
20					
19					
18					
17					
16					
15					
14					
13					
12					
11					
10					

Scanned with OKEN Scanner

XII. BIPRISMA LUI FRESNEL

A. Scopul lucrării: Determinarea lungimii de undă a unei radiaţii cu ajutorul unui dispozitiv ce foloseşte biprisma lui Fresnel.

B. Dispozitive şi materiale necesare: dispozitiv ce foloseşte biprisma lui Fresnel, lampă cu incandescenţă prevăzută cu un filtru roşu, o lentilă avînd convergenţa 4 dioptrii.

C. Principiul fizic al metodei

Prin interferenţă se înţelege fenomenul de interacţiune a două sau mai multe fascicule de radiaţii care acţionează simultan în acelaşi domeniu spaţial. Domeniul spaţial în care se produce fenomenul de interferenţă - este caracterizat printr-o distribuţie specifică de densităţi de flux maxime şi minime, denumită franje de interferenţă.

Dacă notăm $\varphi(\nu, \vec{R})$ densitatea spectrală de flux, distribuţiile de densitate de flux într-un cîmp de interferenţă pot fi exprimate prin suprafeţele de nivel

$$\varphi(\nu, \vec{R}) = \text{const}, \qquad (1)$$

De regulă distribuţia de densitate de flux se observă în vecinătatea unei suprafeţe date. Intersecţia suprafeţelor de nivel (1) cu o asemenea suprafaţă plană determină curbele de nivel din cîmpul de interferenţă.

Distanţa dintre două curbe de nivel vecine de densitate de flux maximă (minimă) se numeşte interfranje i.

Pentru a exprima cantitativ observabilitatea franjelor de interferenţă Michelson (1890) a definit mărimea numită vizibilitate a franjelor de interferenţă printr-o relaţie de forma:

$$V(\vec{R}) = \frac{\varphi_M(\vec{R}) - \varphi_m(\vec{R})}{\varphi_M(\vec{R}) + \varphi_m(\vec{R})} \qquad (2)$$

în care φ_M și φ_m sînt densităţile de flux maximă respectiv minimă din vecinătatea punctului $P(\vec{R})$.

Vizibilitatea minimă se obţine în acele puncte pentru care $\varphi_M = \varphi_m$ V=0. Valoarea zero a vizibilităţii indică faptul că în vecinătatea punctului respectiv lipsesc franjele de interferenţă.

Pentru $\varphi_m = 0$ se obţine vizibilitate maximă cînd V=1, ceea ce înseamnă că în vecinătatea punctului $P(\vec{R})$ franjele de interferenţă pot fi observate în condiţii optime.

Să presupunem că un dispozitiv utilizat în studiul interferenţei produce două fascicule omocentrice cu focarele în S_1 şi S_2 provenite din radiaţiile emise de sursa S.

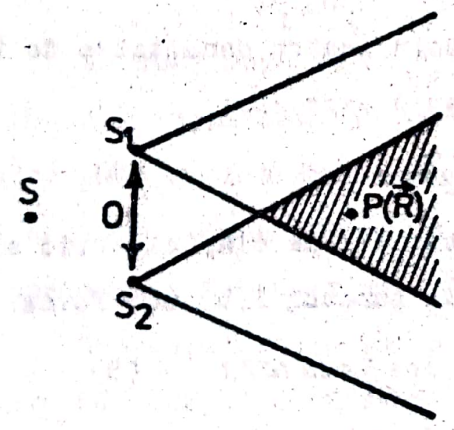


Fig.1

Putem presupune că la momentul t, în punctul $P(\vec{R})$ din cîmpul de interferenţă acţionează intensităţile de cîmp emise în S la momentele $t-t_1$ şi $t-t_2$ corespunzătoare fasciculelor cu focarele în S_1 respectiv S_2. Intervalele temporale $t_{1,2} = \frac{\Delta_{1,2}}{c}$ necesare radiaţiilor optice pentru a ajunge din S în P pe drumurile $S\,S_{1,2}P$ pot fi exprimate în funcţie de drumurile optice $\Delta_{1,2}$ pe cele două căi.

Să presupunem că sursa S emite o radiaţie armonică strict monocromatică de frecvenţă ν. In această situaţie intensităţile de cîmp electric într-un punct $P(\vec{R})$ din cîmpul de interferenţă pot fi

exprimate prin:

$$\vec{E}_1(\nu,\vec{R},t)=\vec{E}_{10}(\nu,\vec{R})\cos\left[\omega(t-t_1)+\varphi_0\right]$$
$$\vec{E}_2(\nu,\vec{R},t)=\vec{E}_{20}(\nu,\vec{R})\cos\left[\omega(t-t_2)+\varphi_0\right] \qquad (3)$$

Efectul luminos intr-un punct din cîmpul de interferență este determinat de vectorul intensitate de cîmp electric rezultant:

$$\vec{E}=\vec{E}_1+\vec{E}_2 \qquad (4)$$

Densitatea de flux în acest punct se poate calcula cu ajutorul relației:

$$\varphi(\nu,R)=\varkappa\langle E^2(\nu,\vec{R},t)\rangle \quad ; \quad \varkappa=\frac{1}{c\mu_0} \qquad (5)$$

Efectuînd notațiile:

$$\varphi_1=\varkappa\langle E_1^2\rangle=\frac{\varkappa}{2}E_{10}^2$$
$$\varphi_2=\varkappa\langle E_2^2\rangle=\frac{\varkappa}{2}E_{20}^2 \qquad (6)$$

și utilizînd relațiile (5) și (4), găsim pentru densitatea de flux într-un punct din cîmpul de interferență expresia:

$$\varphi=\varphi_1+\varphi_2+2\varkappa\langle\vec{E}_1\cdot\vec{E}_2\rangle \qquad (7)$$

Expresiile (3) ale intensităților de cîmp electric ne permit să scriem densitatea de flux în punctul P(R) sub forma:

$$\varphi=\varphi_1+\varphi_2+2\sqrt{\varphi_1\varphi_2}\cos\beta\cos\omega\Delta t \qquad (8)$$

In relația (8) β reprezintă unghiul dintre direcțiile de acțiune ale intensităților de cîmp electric, iar

$$\Delta t=t_2-t_1=\frac{\Delta_2-\Delta_1}{c}=\frac{\Delta_{12}}{c} \qquad (9)$$

este exprimat în funcție de Δ_{12}, diferența drumurilor optice pe cele două căi, SS_1P și SS_2P.

Valorile extreme ale densității de flux φ_M și φ_m se obțin din relația (8) pentru:

$$\cos \omega \cdot \Delta t = \pm 1; \quad \omega \cdot \Delta t = p\pi \quad p=0,1,2,... \qquad (10)$$

şi avînd în vedere semnificaţiile lui Δt din (9) putem scrie condiţia de extremum sub forma:

$$\Delta_{12} = \frac{p}{2}\lambda_0 \qquad \begin{matrix} p \text{ număr par - maxime de interferenţă} \\ p \text{ număr impar-minime de interferenţă} \end{matrix} \qquad (11)$$

In conformitate cu (8) şi (10) densităţile de flux extreme sînt:

$$\varphi_M = \varphi_1 + \varphi_2 + 2\sqrt{\varphi_1 \varphi_2}\cos\beta$$
$$\varphi_m = \varphi_1 + \varphi_2 - 2\sqrt{\varphi_1 \cdot \varphi_2}\cos\beta. \qquad (12)$$

Utilizînd relaţiile (2) şi (12), pentru vizibilitatea franjelor într-un punct din cîmpul de interferenţă se obţine

$$V(R) = \frac{2\sqrt{\varphi_1 \cdot \varphi_2}}{\varphi_1 + \varphi_2}\cos\beta. \qquad (13)$$

In conformitate cu (13), într-un cîmp de interferenţă obţinut de la o sursă care ar emite radiaţii armonice, vizibilitatea franjelor este maximă dacă intensităţile de cîmp electric au direcţie de acţiune comună ($\beta = 0$) şi dacă densităţile de flux în cele două fascicule care interferă sînt egale ($\varphi_1 = \varphi_2$).

Teoretic pentru radiaţiile armonice, vizilibatea este aceeaşi în tot cîmpul de interferenţă.

In practică se observă că vizibilitatea franjelor de interferenţă depinde de poziţia punctului în cîmpul de interferenţă (a se vedea lucrarea "Interferometrul Rayleigh. Determinarea semilăţimii filtrelor").

Fie două surse coerente S_1 şi S_2 (obţinute de la aceeaşi sursă printr-un procedeu oarecare), situate la distanţa d una faţă de alta. Pentru simplificare presupunem segmentul S_1S_2 localizat

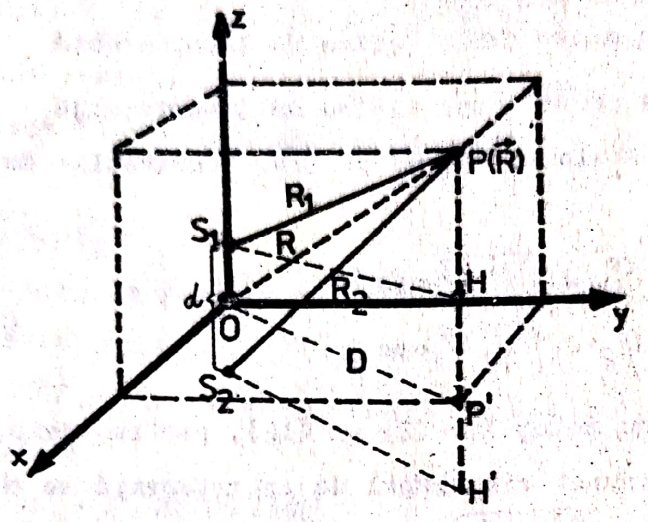


Fig.2

pe axa oz a unui sistem de axe (xoyz), planul xoy fiind plan mediator al segmentului S_1S_2.

Din fig.2 rezultă că pot fi scrise relaţiile:

$$\begin{aligned} \Delta S_1PH &: R_1^2=D^2+(z-\tfrac{d}{2})^2 \\ \Delta S_2PH' &: R_2^2=D^2+(z-\tfrac{d}{2})^2 \\ \Delta OPP' &: R^2=D^2+z^2 \end{aligned} \qquad (14)$$

Deci diferenţa drumurilor geometrice pe cele două căi poate fi exprimată prin:

$$R_2-R_1=\frac{2\cdot d\cdot z}{R_1+R_2}\sim\frac{d\cdot z}{R}=\frac{d\cdot z}{\sqrt{D^2+z^2}} \qquad (15)$$

In cazul în care observaţia se face în puncte situate suficient de departe de sursele S_1 şi S_2 ($D>>z$) putem scrie aproximaţia:

$$R_2-R_1\sim\frac{d\cdot z}{D} \qquad (16)$$

In vid ($n=1$) putem scrie:

$$\Delta_{12}=R_2-R_1=\frac{d\cdot z}{D} \qquad (17)$$

Condiţia de maxim (1) cu p=2k permite exprimarea coordonatei z_k a maximului de interferenţă de ordin k prin relaţia:

$$z_k = k \frac{D \lambda_0}{d} \qquad (18)$$

Pentru interfranjă (distanţa măsurată între două maxime sau minime vecine) se obţine expresia:

$$i = z_{k+1} - z_k = \frac{D \lambda_0}{d} \qquad (19)$$

Interfranja, în cazul D >> z este direct proporţională cu distanţa D de la planul surselor la planul de observaţie şi invers proporţională cu distanţa d dintre sursele S_1 şi S_2.

Unul dintre dispozitivele în care se realizează condiţiile ca radiaţiile de la o sursă să ajungă într-un punct, pe două căi diferite, este cel care utilizează biprisma lui Fresnel.

Biprisma lui Fresnel se obţine prin alipirea bazelor a două prisme identice cu unghiurile de refracţie mici. La trecerea prin cele două prisme, fasciculele sînt deviate către baza comună a acestora. Imaginile virtuale ale sursei S prin biprisma (BP) se formează în planul sursei S şi constituie cele două surse coerente S_1 şi S_2 (fig.3).

Pe un banc optic divizat în mm pot culisa un suport cu fantă reglabilă, de formă dreptunghiulară orientată vertical, un suport cu biprisma şi unul purtînd un ocular prevăzut cu un sistem de măsurare a deplasărilor laterale.

Biprisma se află într-o montură specială care permite rotirea acesteia în jurul axei de simetrie a sistemului, pînă cînd muchia biprismei devine paralelă cu fanta S.

Ocularul este alcătuit dintr-o lentilă ce culisează într-un tub, în care se află şi două fire reticulare utilizate în calitate de reper.

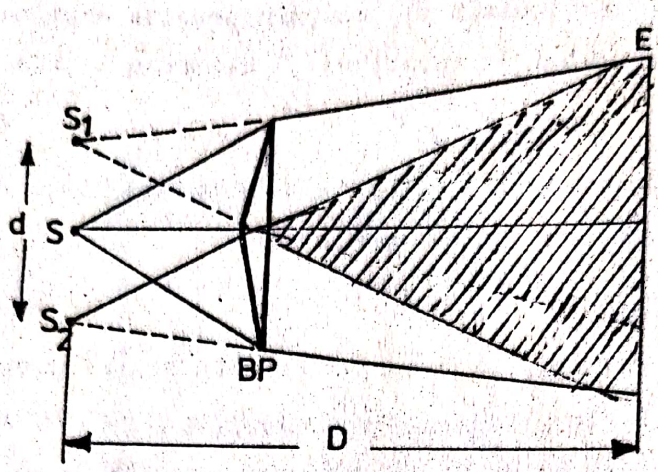


Fig.3

Montura cu lupa se poate deplasa pe o direcţie perpendiculară la axa optică prin rotirea unui şurub micrometric aşezat la marginea monturii. Deplasările se citesc pe r la situată în partea superioară a monturii, gradată în jumătăţi milimetru, precum şi pe un disc gradat ataşat şurubului micrometric, avînd 100 de diviziuni. La o rotire completă a şurubului micrometric, montura lupei se deplasează relativ la riglă cu o diviziune, asigurînd măsurătorilor o precizie de 1/200 mm.

Tija pe care se află micrometrul ocularului se poate deplasa lateral şi cu un şurub neînregistrator aflat la baza tijei.

Sistemul se iluminează cu o lampă cu incandescenţă prevăzută cu un filtru roşu. Utilizarea radiaţiilor de culoare roşie are drept scop creşterea preciziei măsurătorilor prin realizarea unui cîmp de interferenţă cu interfranjă mare.

D. <u>Modul de lucru</u>

Se reglează dispozitivul pentru a obţine vizibilitate maximă a franjelor urmărindu-se realizarea paralelismului între fantă

şi muchia biprismei. Se menţine fixă distanţa fantă-biprismă pentru a asigura o distanţă d fixată între sursele virtuale S_1 şi S_2. Se măsoară interfranja pentru diverse valori ale lui D (distanţa de la surse la ocular), modificînd poziţiile suportului ocularului pe bancul optic şi avînd grijă ca distanţa dintre fantă şi biprismă să rămînă aceeaşi în timpul măsurătorilor. Pentru creşterea preciziei nu se măsoară direct distanţa dintre două maxime (minime) vecine, ci distanţa corespunzătoare la N interfranje, din care se calculează interfranja.

Se determină apoi d cu ajutorul unei lentile cu distanţă focală f=250 cm, fixată pe un suport, care se introduce pe bancul optic între biprismă şi ocularul aflat la capătul bancului optic. Se poate folosi procedeul Bessel deoarece bancul optic are lungime mai mare decît 1 m. Se formează, deplasînd lentila pe bancul optic, imaginea mărită şi micşorată a fantelor virtuale S_1 şi S_2. Distanţele dintre imaginile surselor în cele două cazuri se notează cu d_1 şi d_2. Se calculează d ca fiind media geometrică a numerelor d_1 şi d_2.

$$d=\sqrt{d_1 \cdot d_2} \qquad (20)$$

Se reprezintă grafic interfranja în funcţie de D. Se obţine o dreaptă care trece prin origine. In conformitate cu relaţia (19) panta acestei drepte este $m=\frac{\lambda_0}{d}$ şi permite determinarea lui λ_0 dacă se cunoaşte d.

E. Tabel cu date experimentale

Nr. crt.	D	1
1		
2		
3		
.		
.		
.		

Nr.det.	d_1	d_2	d	m	λ_0
.					
.					
.					
.					
.					

Scanned with OKEN Scanner

XIV. INTERFEROMETRUL RAYLEIGH
DETERMINAREA VARIATIEI INDICILOR DE REFRACTIE LA GAZE CU PRESIUNEA

A. Scopul lucrării: Determinarea indicelui de refracţie al aerului la diverse presiuni.

B. Dispozitive şi materiale necesare: interferometru Rayleigh, cuve de 10 cm, manometru, pompă, bec cu incandescenţă alimentat prin transformator de 6 V, lampă cu descărcare în vapori de sodiu, alimentată cu drosel.

C. Principiul fizic al metodei

Interferometrul Rayleigh este în principiu un dispozitiv pentru observarea difracţiei Fraunhoffer (în fascicule de raze paralele) pe două fante identice S_1 şi S_2

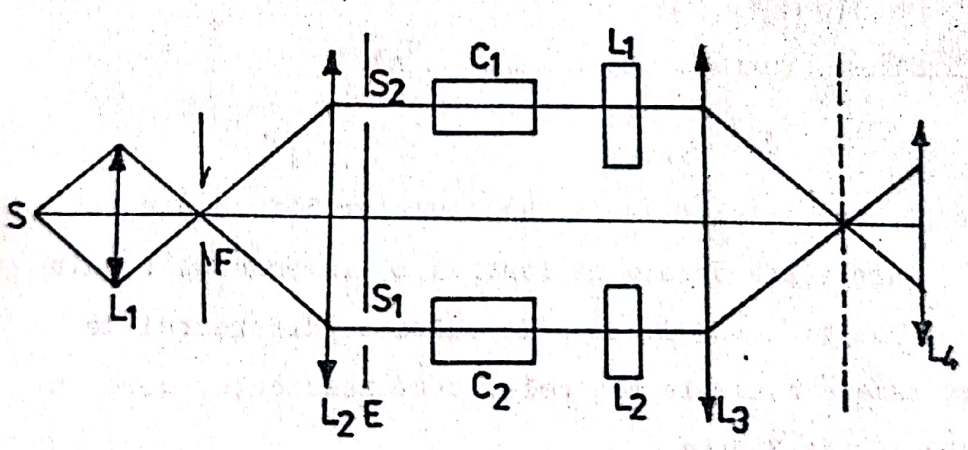


Fig.1

In consecinţă schema optică a acestui interferometru, prezentată într-o secţiune orizontală în figura 1, trebuie să conţină un colimator alcătuit din fanta F şi lentila L_2, cu care se obţine fasciculul de raze paralele incident şi o lunetă

alcătuită din lentilele L_3 şi L_4 destinată obţinerii figurii de interferenţă obţinute prin interacţiunea fasciculelor difractate pe cele două fante.

In ecranul E al dispozitivului sînt practicate două fante dreptunghiulare, identice, paralele, de lăţime a şi separate printr-un spaţiu opac de lăţime b. Pe ecran ajunge la incidenţă normală fasciculul de raze paralele ce părăseşte colimatorul.

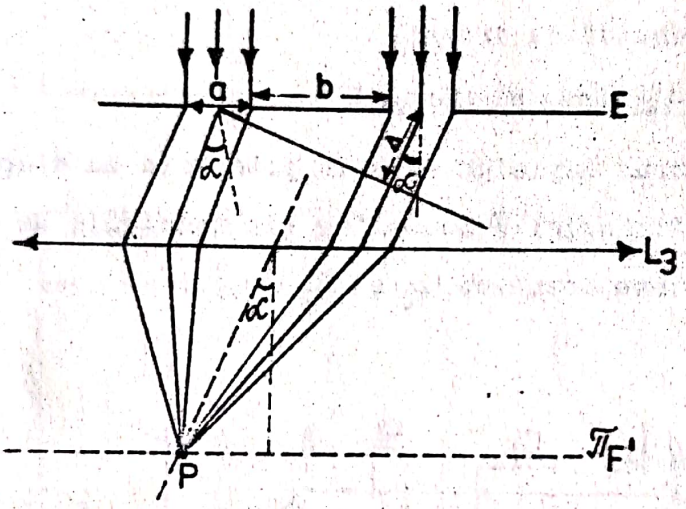


Fig.2

Rezultatul interacţiunii fasciculelor difractate sub unghiul α, care sînt strînse de lentila L_3 în punctul P, din planul focal imagine $\pi_{F'}$, depinde de valoarea diferenţei de fază dintre razele centrale ale celor două fascicule, care în conformitate cu fig.2 este:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(a+b)\sin\alpha \qquad (1)$$

In conformitate cu teoria interferenţei în două fascicule, prezentată în lucrarea "Biprisma lui Frasnel", în punctul P se obţine un maxim de densitate de flux pentru unghiuri α_k determinate prin:

$$(a+b)\sin\alpha_k = k\cdot\lambda_0 \quad k=0,1,2,\ldots \qquad (2)$$

şi un minim de densitate de flux pentru:

$$(a+b)\sin\alpha_k = (2K+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad k=0,1,2,\ldots \qquad (3)$$

Dacă un sistem de două fante este iluminat, la incidenţă normală, cu un fascicul paralel de radiaţii strict monocromatice, în planul focal imagine al lentilei L_3 se obţin maxime echidistante separate de minime de densitate de flux zero. In lumină strict monocromatică nu poate fi reperată franja centrală.

In cazul în care se foloseşte pentru iluminare o sursă de lumină albă (bec cu incandescenţă) maximul central este de lumină albă (pentru k=0 se obţine $\alpha_0=0$ pentru toate radiaţiile componente). Poziţiile maximelor de ordin superior în planul focal al lentilei L_3 depind de lungimea de undă a radiaţiilor, de aceea franjele de ordin superior sînt irizate; maximele pentru radiaţiile violete sînt mai aproape de maximul central, în comparaţie cu maximele radiaţiilor roşii ($\lambda_a < \lambda_r$).

In figura 3 este prezentată o secţiune transversală prin interferometrul Rayleigh.

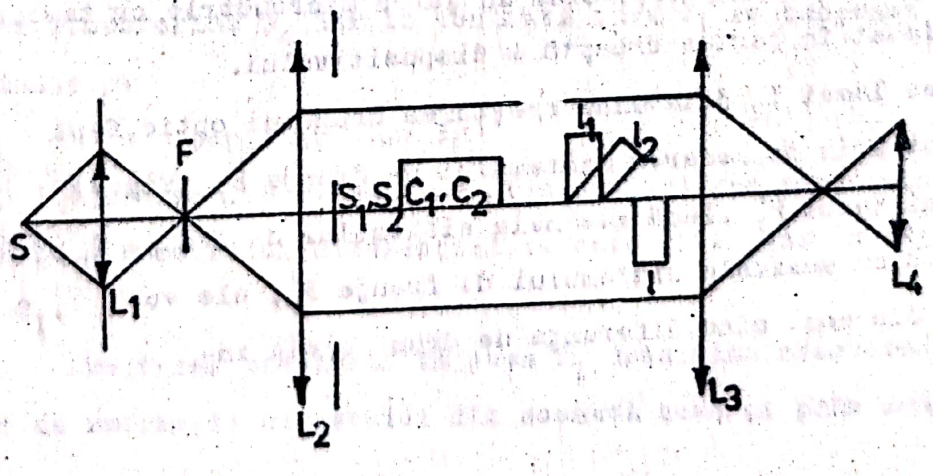


Fig.3

După cum rezultă din fig.3 fasciculele care vin de la fantele S_1 și S_2 sînt divizate în două la nivelul axului optic al sistemului.

Atît cuvele C_1 și C_2 cît și lamele l_1 și l_2 care alcătuiesc sistemul de compensare, sînt așezate în calea jumătăților superioare ale celor două fascicule coerente, jumătățile inferioare trecînd numai prin lama l. In felul acesta se obțin două sisteme de franje, unul fix F'_r corespunzător jumătăților inferioare ale fasciculelor și unul mobil F_r corespunzător jumătăților superioare ale fasciculelor. Linia îngustă care separă cele două sisteme de franje reprezintă marginea lemei l (fig.4)

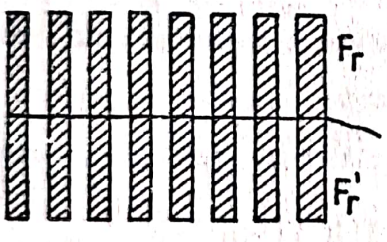


Fig.4

Să analizăm modul de funcționare al compensatorului alcătuit din lamele l_1 și l_2 identice, confecționate din sticlă plasate în cele două fascicule, perpendicular pe direcția de propagare. Una din lame (de exemplu l_2) poate fi rotită în jurul unei axe perpendiculare pe direcția de propagare a radiațiilor, acționînd un șurub micrometric cu tambur gradat, plasat în partea dreaptă a dispozitivului.

Inclinarea lamei l_2 determină creșterea drumului optic, fapt evidențiat prin deplasarea sistemului de franje F_r (Fig.4) față de sistemul F'_r. Dacă maximele sistemului de franje F_r coincideau cu maximele sistemului de franje F'_r, ele vor coincide din nou cînd diferența de drum optic în-

trodusă prin rotirea lamei l_2 devine egală cu lungimea de undă a radiației folosite. În acest sens poate fi stabilită o corelație între diviziunile de pe tamburul șurubului micrometric care asigură înclinarea lamei și ordinul k al franjei care ajunge în dreptul franjei centrale din sistemul fix F_r. Operația se numește <u>etalonarea compensatorului</u>.

Dacă lamele compensatorului sînt paralele ele nu introduc diferență de drum în cele două fascicule. Pentru a se putea asigura coincidența franjelor centrale (reperabile în lumină albă) din cele două sisteme F_r și F_r' trebuie asigurat paralelismul între lamele l_1, l_2 și l.

Dacă cuvele utilizate C_1 și C_2 sînt identice ele introduc în jumătățile superioare ale fasciculelor diferențe de drum egale. Introducînd în cuvele C_1 și C_2 substanțe cu indici de refracție diferiți n_1 și n_2 diferența de drum între fazele centrale ale celor două fascicule este:

$$\Delta = L(n_2 - n_1) \qquad (4)$$

unde L este grosimea stratului de substanță din cuve.

In lucrarea de față, în una din cuve C_2 aflată în ramura interferometrului care conține lama l_2, se găsește aer la presiunea atmosferică p_o iar în cealaltă cuvă C_1 se pompează aer la presiunea p:

$$p = p_o + \Delta p \quad (\text{mm Hg}) \qquad (5)$$

Valoarea Δp se exprimă prin denivelarea mercurului în ramurile barometrului diferențial cu care este pusă în legătură cuva C_1.

Creșterea presiunii în cuva C_1 determină creșterea indicelui de refracție al aerului din această cuvă și prin urmare

deplasarea sistemului de franje mobil relativ la cel fix. Readucerea la coincidenţă a franjelor centrale în cele două sisteme se realizează cu ajutorul compensatorului.

D. Procedeu experimental

Pentru început se iluminează interferometrul cu un bec cu incandescenţă alimentat cu un transformator de 6 V. Se centrează imaginea filamentului pe fanta de intrare F a aparatului.

Se reglează poziţia ocularului pînă cînd tabloul de interferenţă se vede clar.

Dacă sistemul mobil F_r de franje nu se vede clar se roteşte şurubul micrometric al compensatorului pînă cînd acesta ajunge într-o poziţie apropiată de zero. Pentru a îmbunătăţi calitatea sistemului mobil de franje, putem să mai verificăm iluminarea prin modificarea poziţiei becuşorului cu incandescenţă relativ la fantă.

Se aduc la coincidenţă franjele centrale din sistemul fix şi din cel mobil de mai multe ori şi se citeşte poziţia şurubului micrometric. Punctul de zero al aparatului se obţine făcînd media diviziunilor citite anterior.

Se efectuează <u>etalonarea dispozitivului compensator</u>, procedînd în felul următor: se stabileşte pe tamburul şurubului micrometric poziţia de zero a aparatului, se iluminează sistemul cu o lampă cu descărcare în vapori de sodiu (λ_0=5893 Å). Rotind încet tamburul şurubului micrometric se notează diviziunile de pe tambur pentru care sistemul de franje mobil se deplasează relativ la cel fix cu un număr întreg de franje. Se stabileşte corespondenţa grafică dintre diviziunea de pe tambur şi numărul de franje cu care s-a efectuat deplasarea sistemului mobil relativ la cel fix.

După etalonarea compensatorului se iluminează din nou interferometrul cu lumină albă, în care poate fi reperată franja centrală.

Se pompează gaz în cuva C_1; se citeşte diferenţa de presiune Δp la manometrul diferenţial cu mercur racordat la aparat. Se roteşte şurubul micrometric pînă cînd franja centrală albă din sistemul mobil se aduce la coincidenţă cu franja centrală din sistemul fix. Diviziunea de pe tambur corespunzătoare coincidenţei se introduce în graficul de etalonare, de unde se află ordinul de interferenţă k.

Valorile indicelui de refracţie al aerului la creşterea presiunii cu Δp poate fi calculată utilizînd relaţia:

$$\Delta n = \frac{k \lambda_0}{L} \qquad (6)$$

E. Tabel cu date experimentale

Nr. det.	p_0 (mm Hg)	Δp (mm Hg)	k	L (cm)	λ_0 (Å)	Δn
1						
2						
3						
.						
.						
.						

Se va reprezenta grafic Δn în funcţie de Δp

XV. INTERFEROMETRUL RAYLEIGH

INTERFERENTA IN LUMINA CVASIMONOCROMATICĂ

A. Scopul lucrării: Determinarea semilăţimii spectrale a filtrelor optice utilizînd interferometrul Rayleigh

B. Dispozitive şi materiale necesare: interferometrul Rayleigh, bec cu incandescenţă alimentat printr-un transformator de 6 V, filtre optice.

C. Principiul fizic al metodei

Filtrele optice sînt dispozitive care separă dintr-un fascicul de lumină albă un anumit domeniu de lungimi de undă. Banda de transmisie a unui filtru optic este reprezentată în fig.1. Frecvenţa corespunzătoare valorii maxime φ_M a densităţii de flux transmise se numeşte frecvenţă de bază a filtrului. Semilăţimea spectrală $\Delta\nu_{1,2}$ a filtrului se defineşte ca fiind domeniul spectral delimitat de frecvenţele ν_1 şi ν_2 care satisfac relaţia:

$$\varphi(\nu_1)=\varphi(\nu_2)=\frac{1}{2}\varphi_M \qquad (1)$$

Fluxul energetic al unei astfel de linii spectrale poate fi aproximat prin aria dreptunghiului reprezentat punctat în fig.1

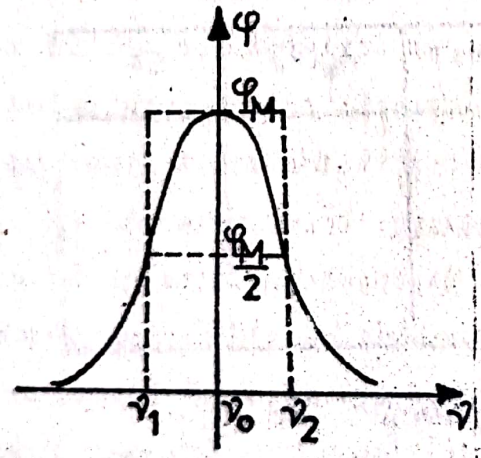


Fig.1

$$\varphi=\int_{\nu_1}^{\nu_2}\varphi(\nu,\vec{R})d\nu\cong\varphi_M\cdot[\nu_2-\nu_1]=\varphi_M\cdot\Delta\nu_{1,2} \qquad (2)$$

In cadrul lucrării "Biprisma lui Fresnel" s-a demonstrat faptul că în cazul a două fascicule coerente omocentrice

obţinute de la o sursă care ar emite radiaţii armonice, densitatea de flux într-un punct din cîmpul de interferenţă poate fi exprimată în cazul unei frecvenţe prin relaţia:

$$\varphi(\vec{\nu},\vec{R}) = \varphi_1(\nu,\vec{R}) + \varphi_2(\nu,\vec{R}) + 2\sqrt{\varphi_1(\vec{\nu},R)\cdot\varphi_2(\nu,R)}\cos\beta\cos\omega t \quad (2)$$

unde φ_1 şi φ_2 reprezintă densităţile de flux în cele două fascicule coerente, iar β este unghiul dintre direcţiile de acţiune ale vectorilor intensitate cîmp electric în punctul respectiv.

In interferometrul Rayleigh, după cum s-a constatat în lucrarea "Interferometrul Rayleigh. Determinarea indicilor de refracţie la gaze", este posibilă separarea celor două fascicule coerente prin prezenţa a două fante S_1 şi S_2 practicate într-un ecran. Interferenţa radiaţiilor din cele două fascicule (obţinute prin difracţie la nivelul frantelor S_1 şi S_2), poate fi analizată cu ajutorul unei lupe cilindrice cu diametru mic, montată cu axa cilindrului paralelă la fantele dreptunghiulare S_1 şi S_2. Această lupă asigură în sistem o mărire a aproximativ 100 de ori.

Dacă interferometrul Rayleigh este iluminat cu lumină albă în cîmpul vizual apare o figură de interferenţă caracterizată printr-un maxim central de culoare albă (deoarece condiţia de maxim $\Delta_{12}=k\lambda_0$ cu k=o este îndeplinită pentru toate radiaţiile), încadrat de două minime urmate de o parte şi de alta a maximului central de franje colorate orientate cu regiunea albastră spre maximul central şi cu regiunea roşie spre exterior.

In ordine superioare de interferenţă franjele dispar ca urmare a suprapunerii maximelor de interferenţă de un anumit ordin de interferenţă cu minimele de ordine inferioare ale altor frecvenţe.

Același lucru se observă și în cazul iluminării sistemului printr-un filtru optic având o anumită semilățime spectrală $\Delta\nu_{1,2}$ și o anumită frecvență de bază ν_0.

Fenomenul de dispariție al franjelor de interferență într-un anumit ordin de interferență k_M poate fi explicat teoretic prin integrarea relației (2) în limitele semilățimii spectrale a filtrului utilizat.

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + 2\sqrt{\varphi_1 \cdot \varphi_2}\cos\beta \cdot \frac{1}{\Delta\nu_{12}} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \cos\omega\Delta t \cdot d\nu \qquad (3)$$

Dacă ținem cont că $\Delta\nu_{1,2} = \nu_2 - \nu_1$ și notăm:

$$u = \pi(\nu_2 - \nu_1)\cdot\Delta t \qquad (4)$$

relația (3) devine:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + 2\sqrt{\varphi_1 \cdot \varphi_2}\,\frac{\sin u}{u}\cos\omega\cdot\Delta t\,\cos\beta. \qquad (5)$$

Valorile extreme ale densității de flux se obțin tot din condiția

$$\Delta = \frac{p}{2}\cdot\lambda_0 \quad p=0,1,2,\ldots \qquad (6)$$

ceea ce ne arată că aspectul general al franjei de interferență în lumină cvasimonocromatică nu diferă de cel în lumină strict monocromatică, decît prin faptul că primul se obține prin suprapunerea mulțimii franjelor de interferență obținute pentru fiecare componentă spectrală în intervalul (ν_1, ν_2).

Vizibilitatea într-un astfel de cîmp de interferență (vezi lucrarea "Biprisma lui Fresnel") se exprimă, în conformitate cu relația de definiție propusă de Michelson și relația (5) prin:

$$V = \frac{2\sqrt{\varphi_1 \cdot \varphi_2}}{\varphi_1 + \varphi_2}\cos\beta\cdot\frac{\sin u}{u} \qquad (7)$$

Condiţiile optime de observabilitate a franjelor se obţin pentru $\beta = 0$ şi $\varphi_1 = \varphi_2$ cînd vizibilitatea este:

$$V(\vec{R}) = \frac{\sin u}{u} \qquad (8)$$

Zernike a definit <u>gradul de coerenţă</u> al radiaţiilor cvasimonocromatice ca fiind o mărime numeric egală cu vizibilitatea franjelor în condiţii optime de observabilitate.

$$\gamma(\Delta t) = \frac{\sin u}{u} \qquad (9)$$

Ţinînd cont de relaţiile (4) şi (8) constatăm că pentru intervale temporale Δt mai mari decît valoarea

$$\tau = \frac{1}{\Delta\nu_{1,2}} \qquad (10)$$

gradul de coerenţă al radiaţiilor se anulează, vizibilitatea franjelor devine zero.

Intervalul de timp τ, definit de egalitatea (10), care separă momentele t_1 şi t_2 necesare radiaţiilor emise de S pentru a ajunge în punctul $P(\vec{R})$ din cîmpul de interferenţă în care franjele de interferenţă dispar, se numeşte <u>timp de coerenţă</u>.

Distanţa $L = c\tau$ se numeşte <u>lungime de coerenţă</u>.

In conformitate cu relaţiile (8) şi (10) în cîmpul de interferenţă se obţin cu atît mai puţine maxime, cu cît semilăţimea spectrală a radiaţiilor este mai mare.

Toate raţionamentele anterioare au fost obţinute în cazul surselor punctuale. In cazul în care sursa are anumite dimensiuni pentru două puncte sursă se obţin două figuri de interferenţă, care nu se suprapun întotdeauna maxim peste maxim. Vizibilitatea franjelor scade cu creşterea dimensiunilor surselor.

Timpul τ poate fi exprimat prin relaţia

$$\tau = t_2 - t_1 = \frac{\Delta_2}{c} - \frac{\Delta_1}{c} = \frac{\Delta_{12}}{c} = \frac{k_M \cdot \lambda_0}{c} \qquad (11)$$

dacă lungimea de undă $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ corespunzătoare radiației de bază formează un maxim în locul unde dispar franjele de interferență. Semilățimea spectrală poate fi exprimată în funcție de lungimea de undă a radiațiilor prin:

$$\Delta\nu_{1,2} = \frac{c \cdot \Delta\lambda_{1,2}}{\lambda_0^2} \qquad (12)$$

Relațiile (10), (11) și (12) ne permit să calculăm ordinul maxim de interferență la care sesizăm dispariția franjelor:

$$k_M = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{1,2}} \qquad (13)$$

Spre exemplu cu un filtru avînd lungimea de undă de bază $\lambda_0 = 5460$ Å și $\Delta\lambda_{1,2} = 300$ Å se obține $k_M = 18$, deci în cîmpul de interferență pot fi observate aproximativ $2k_M + 1 = 37$ de franje.

D. Modul de lucru

Setul de filtre existent în laborator are valoarea lungimii de undă de bază în tabelul 1

Tabel 1

Nr. crt.	Culoarea	λ_0 (nm)
1	Albastru	400
2	Verde	537
3	Portocaliu	560
4	Roșu	700.

Semilățimea spectrală a acestor filtre se poate calcula utilizînd relația (13), dacă se determină k_M cu ajutorul interferometrului Rayleigh.

Se lucrează în lumină albă, obținută de la un bec cu fila

ment alimentat cu un transformator coborîtor de tensiune de 6 V.

Se aduc la coincidenţă franjele centrale din sistemul de franje fix şi din cel mobil.

Se aşează cîte unul din filtre într-o montură specială situată în tubul interferometrului cît mai aproape de planul fantelor S_1 şi S_2.

Se roteşte tamburul micrometric şi în acelaşi timp se numără cu cîte franje se deplasează sistemul mobil, pînă cînd vizibilitatea în acest sistem tinde la zero. Numărul franjelor obţinute ne dă ordinul maxim de interferenţă k_M pentru filtrul dat.

Cunoscînd ordinul maxim de interferenţă şi lungimea de undă a radiaţiilor de bază a filtrului putem determina semilăţimea spectrală $\Delta\lambda_{1,2}$ a acestuia, pe baza relaţiei (13).

E. Tabel cu date experimentale

Nr.filtrului din tabel 1	λ_0 (nm)	k_{max}	$\Delta\lambda_{1,2}$(nm)
1			
2			
3			
.			
.			
.			

XVI. STUDIUL DIFRACȚIEI LUMINII PRINTR-O FANTĂ

A. Scopul lucrării: Studiul fenomenului de difracție a luminii printr-o fantă. Determinarea lărgimii fantei pe baza relației care determină pozițiile minimelor de difracție.

B. Dispozitive și materiale necesare: Goniometru SGO-1 cu transformator de 6 V c.a., lampă cu vapori de natriu, fantă reglabilă în montură, tabele cu funcții trigonometrice.

C. Principiul fizic al lucrării

Prin fantă înțelegem o deschidere dreptunghiulară foarte îngustă avînd lungimea mult mai mare decît lățimea ei. În practică de cele mai multe ori se folosesc fante cu lățimea de ordinul zecimii sau sutimii de milimetru și cu lungimea de ordinul centimetrului.

Să presupunem că pe un ecran E prevăzut cu o fantă de lățime a cade un fascicul de raze paralele monocromatic avînd incidența normală (fig.1). Fanta este considerată cu marginile ei lungi perpendiculare pe planul figurii (în planul ecranului E). Fasciculul de raze paralele se obține de la o sursă liniară S așezată în planul focal al unei lentile convergente L_1. În acest caz, suprafața de undă Σ a undei plane incidente este paralelă cu planul fantei AB. Conform principiului Huygens-Fresnel, toate punctele suprafeței de undă din planul fantei devin noi surse punctiforme de radiații secundare coerente care se propagă în spatele ecranului E, în toate direcțiile. Aceste radiații sînt focalizate de lentila convergentă L_2 în planul ei focal E' unde interferă (are loc interferența razelor difracta-

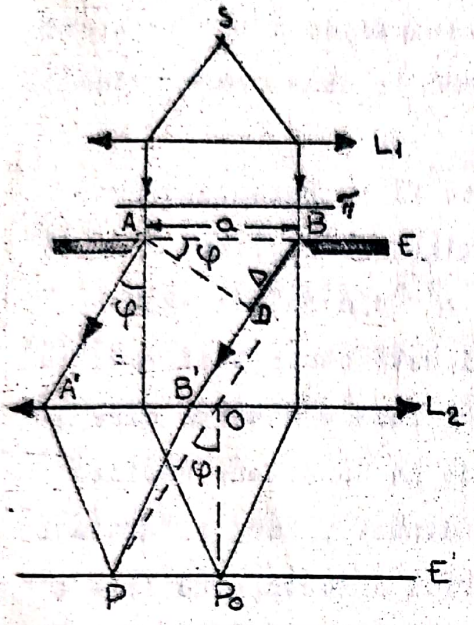


Fig.1

te la nivelul fantei AB). Intr-un punct oarecare P al acestui plan, se adună toate razele difractate de fantă în direcţia dată de dreapta care trece prin centrul optic al lentilei L_2 şi prin punctul P. Fie φ unghiul dintre această direcţie şi direcţia fasciculului incident. Pentru a calcula distribuţia iluminării (densităţii de flux) în planul focal al lentilei L_2 vom calcula densitatea de flux în vecinătatea punctului P şi vom vedea apoi cum se modifică ea odată cu modificarea poziţiei punctului P. Acest calcul poate fi făcut cel mai simplu printr-o metodă grafică în felul următor: împărţim suprafaţa de undă separată de fanta AB în zone de forma unor fîşii înguste de lăţimi egale şi paralele cu marginile lungi ale fantei. Aceste zone le luăm atît de înguste încît să putem considera că toate undele secundare emise de punctele din interiorul unei zone sînt de fază. Să reprezentăm amplitudinea undei care ajunge în P de la o zonă oarecare i printr-un vector $\vec{\Delta a}_i$. Atunci, amplitudinea undei rezultante în punctul P va fi dată de suma vectorială:

$$\vec{A}_\varphi = \sum_{i=1}^{m} \vec{\Delta a}_i$$

unde m este numărul de zone în care am împărţit fanta. Dacă ne limităm la unghiurile de difracţie φ mici, amplitudinile undelor care vin în punctul P de la diferite zone nu vor depinde

practic de unghiul φ . Deoarece toate zonele au aceeaşi lărgime, aceste amplitudini sînt egale. Din această cauză diferenţa de fază dintre oscilaţiile care ajung în P de la două zone vecine oarecare este constantă.

Amplitudinea rezultantă $\vec{A}_\varphi$ poate fi reprezentată grafic prin vectorul care închide linia poligonală regulată formată din toţi vectorii $\Delta\vec{a}_i$ (fig.2). Unghiul δ^* dintre doi vectori consecutivi este contant şi egal cu diferenţa de fază a undelor care ajung în P de la două zone vecine. Unghiul δ dintre primul şi ultimul vector exprimă diferenţa de fază a undelor care ajung în punctul P de la zonele marginale A şi B ale fantei. Să calculăm această diferenţă de fază pentru a putea calcula apoi mărimea amplitudinii rezultante $\vec{A}_\varphi$. Pentru aceasta, reprezentăm suprafaţa de undă AD a fasciculului difractat în direcţia φ (fig.1). Drumurile optice de la această suprafaţă de undă pînă în punctul P sînt egale, deoarece, după cum se ştie, lentila nu introduce nici o diferenţă de drum între razele de lumină care provin de la un punct obiect şi ajung în punctul imagine corespunzător. Diferenţa de drum optic între razele marginale, care pornesc din A şi B, va fi:

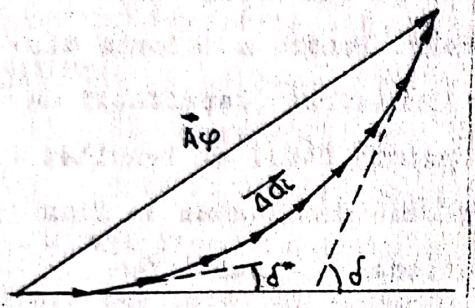


Fig.2

$$\Delta=(BD)+(DB'P)-(AA'P)=BD=a\sin\varphi. \qquad (1)$$

Ca urmare, diferenţa de fază între aceste două raze extreme va fi:

$$\delta=2\pi\frac{\Delta}{\lambda}=2\pi\frac{a\sin\varphi}{\lambda}. \qquad (2)$$

Folosind relaţia (2), putem calcula şi diferenţa de fază δ^* între undele care ajung în P de la două zone vecine oarecare. Deoa-

rece fanta este împărţită în zone de aceeaşi lărgime Δr, în conformitate cu (2), se obţine:

$$\delta^* = \frac{\delta}{m} = \frac{2\pi}{m} \frac{a \sin\varphi}{\lambda} . \qquad (3)$$

După cum am amintit, dacă ne limităm la unghiuri φ mici, (cazul real), amplitudinile $\vec{\Delta a_i}$ ale undelor care ajung în P de la diferite zone sînt practic egale deoarece dependenţa lor de unghiul φ este neglijabilă. In cazul acesta nu va depinde de unghiul φ nici lungimea totală A_0 a liniei poligonale formată din toţi vectorii $\vec{\Delta a_i}$. Diferitelor valori ale unghiului φ, şi deci diferitelor valori ale diferenţei de fază δ, le va corespunde doar o curbare diferită a liniei poligonale.

Pentru $\varphi=0$ ($\delta=0$) toţi vectorii $\vec{\Delta a_i}$ sînt orientaţi în acelaşi sens (fig.3 a). In acest caz amplitudinea undei rezultante $A_0 = \Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \ldots$ în punctul P va fi maximă. Fanta fiind dreptunghiulară, rezultatul obţinut pentru o secţiune normală AB (fig.1) este valabil pe toată lungimea ei. Astfel în centrul imaginii se obţine a franjă luminoasă dreptunghiulară paralelă cu lungimea fantei. După cum rezultă din fig.2 pentru $\delta = K.2\pi$ ($K=\pm1, \pm2, \pm3, \ldots$) linia poligonală formată de toţi vectorii $\vec{\Delta a_i}$ se închide (fig.3 b). In aceste cazuri, densitatea de flux (care este proporţională cu patratul amplitudinii A) trece prin valori minime egale cu zero. In conformitate cu relaţia (2), poziţiile acestor minime vor fi determinate de valorile unghiului φ care satisfac relaţia:

$$a \sin\varphi = \pm K\lambda . \qquad (4)$$

Unghiul φ avînd valori mici, în primă aproximaţie, $\sin\varphi = \varphi$ astfel încît condiţia pentru formarea minimelor (4) se

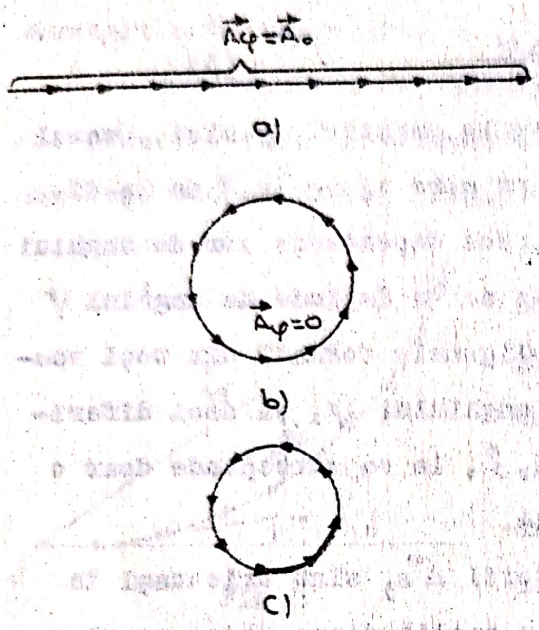


Fig.3

poate scrie sub forma:

$$\varphi = \pm K \frac{\lambda}{a} . \qquad (5)$$

Intre două minime se obţine maxime secundare care corespund acelor valori ale diferenţei de fază δ pentru care linia poligonală (de lungime constantă) se suprapune parţial (fig.3 c) astfel încît amplitudinea rezultantă dată de vectorii care se suprapun trece prin valori maxime.

Pentru a obţine distribuţia densităţii de flux în limitele imaginii de difracţie trebuie să considerăm fanta divizată în zone infinit de înguste. In acest caz, linia poligonală din fig.2 se transformă într-un arc de cerc, iar amplitudinea rezultantă $\vec{A}_\varphi$ este dată de coarda $\overline{OM}$ care uneşte capetele acestui arc (fig.4). Să notăm cu R raza cercului din care face parte arcul OM. După cum se vede din fig.4 lungimea arcului OM este egală cu amplitudinea maximă A_0, iar unghiul δ format de tangentele la arc în punctele O şi M este egal cu unghiul la centru OCM. Amplitudinea rezultantă A_φ este dată de coarda OM. Din figură rezultă că putem scrie relaţiile:

$$A_0 = R\delta \; ; \quad \frac{A_\varphi}{2} = R \sin\frac{\delta}{2} \; ; \quad A_\varphi = A_0 \frac{\sin\frac{\delta}{2}}{\frac{\delta}{2}} \qquad (6)$$

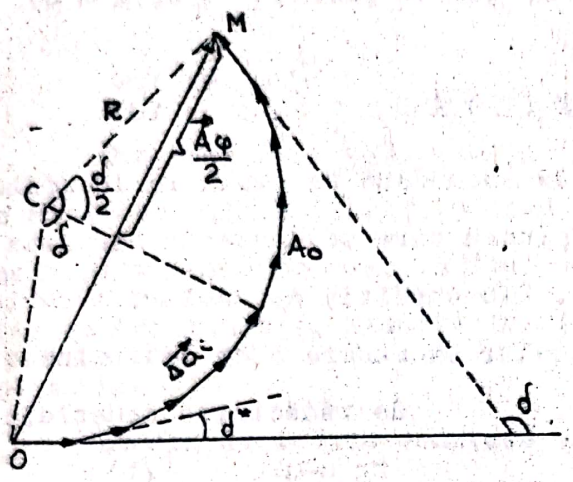


Fig.4

Folosind relaţia (2) putem scrie relaţia (6) sub forma:

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda}} \cdot \quad (7)$$

Dacă notăm unghiul $\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda} = u$ şi ţinînd seama de faptul că densitatea de flux (iluminarea) este proporţională cu patratul amplitudinii, rezultă că distribuţia densităţii de flux în planul focal E' al lentilei L_2 este dată de formula:

$$\Phi(\varphi,\lambda) = \Phi_0(\lambda)\frac{\sin^2 u}{u^2} \quad (8)$$

unde $\Phi_0(\lambda)$ este densitatea de flux corespunzătoare maximului central. Din formula (8) rezultă că se obţin maxime şi minime de densitate de flux. Această distribuţie de densităţi de flux poartă denumirea de <u>franje de difracţie</u>. Distribuţia de densităţi de flux este reprezentată grafic în fig.5. Din relaţia (8) rezultă că poziţiile minimelor de densitate de flux se obţin în zonele pentru care sin u=0, $u=\pm K\pi$. Deoarece $u=\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda}$, rezultă că minimele de densitate de flux egală cu zero, se obţin în punctele din planul focal E' pentru care este îndeplinită condiţia:

$$\sin\varphi = \pm K\frac{\lambda}{a}, \quad (K=1,2,\ldots). \quad (9)$$

In continuare vom determina locurile în care se obţin maxime. Maximul central se obţine pentru razele care se propagă pe direcţia normalei la planul fantei, deoarece pe această direcţie

$\varphi = 0$, $u = 0$ iar din (8), trecînd la limită pentru $\varphi \to 0, (u \to 0)$ rezultă:

$$\lim_{u \to 0} \frac{\sin^2 u}{u^2} = 1, \quad \emptyset(0, \lambda) = \emptyset_0(\lambda), K = 0. \qquad (10)$$

Celelalte maxime, numite secundare se obţin în locurile determinate de valorile lui u pentru care se anulează derivata funcţiei $\frac{\sin^2 u}{u^2}$ din formula (8). Din condiţia de anulare a derivatei rezultă că locurile maximelor secundare sînt determinate de rădăcinile ecuaţiei:

$$\text{tg } u - u = 0. \qquad (11)$$

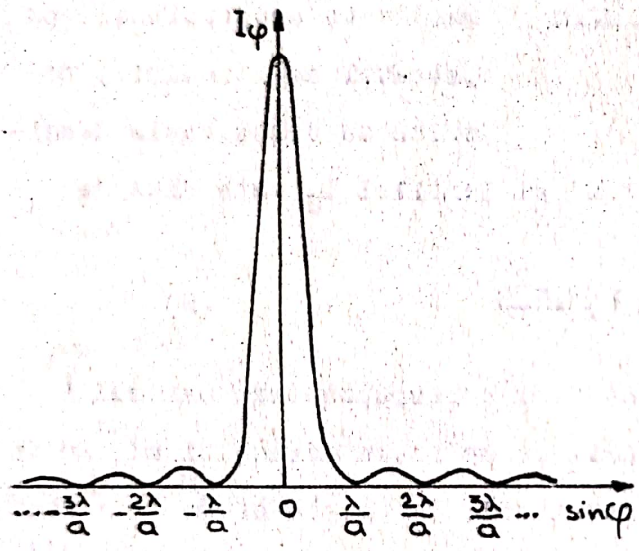


Fig.5

Soluţiile acestei ecuaţii pot fi găsite sau prin metoda grafică căutînd intersecţia curbei $y = \text{tg } u$ cu dreapta $y = u$ sau folosind o tabelă de valori naturale ale tangentei. Se găseşte că maximele secundare se obţin pentru valorile lui u apropiate de $\frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \frac{7\pi}{2}, \ldots$ dar ceva mai mici, valorile mai precise ale mărimii u [soluţiile ecuaţiei (11)] fiind $u = 1{,}43\pi$, $2{,}46\pi$, $3{,}47\pi, \ldots$ Dacă ţinem seama de faptul că $u = \frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda}$ rezultă că odată cu creşterea unghiului de difracţie φ se obţine un şir de maxime secundare ale căror locuri sînt din ce în ce mai apropiate de acelea pentru care este satisfăcută egalitatea:

$$a \sin\varphi \simeq \pm(2K+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (K = 1, 2, 3, \ldots) \qquad (12)$$

Deoarece unghiul φ este mic, formula (12) poate fi scrisă în primă aproximaţie sub forma:

$$\varphi \simeq (2K+1)\frac{\lambda}{2a} \cdot \qquad (13)$$

Din formulele (9), (10) şi (13), care determină poziţiile minimelor şi maximelor, precum şi din fig.5 rezultă că minimele sînt echidistante, în timp ce maximele sînt doar aproximativ echidistante şi situate la mijlocul intervalelor dintre două minime.

Franja luminoasă centrală ocupă intervalul dintre cele două minime din stînga şi din dreapta ei adică intervalul cuprins între $\varphi = -\frac{\lambda}{a}$ şi $\varphi = +\frac{\lambda}{a}$. Această franjă este deci cu atît mai lată cu cît este mai mare lungimea de undă şi cu cît este mai mică lăţimea fantei. Din (9) şi (13) rezultă că maximele secundare şi minimele sînt cu atît mai depărtate unele de altele cu cît raportul $\frac{\lambda}{a}$ este mai mare. Densitatea de flux corespunzătoare maximelor secundare, în conformitate cu formulele (8) şi (12), scade repede odată cu creşterea unghiului de difracţie şi deci a ordinului de difracţie K. Într-adevăr, din (8) şi (12) obţinem pentru densităţile de flux corespunzătoare maximelor secundare de diferite ordine valorile:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \phi_0\left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 = \frac{\phi_0}{22{,}2} = 0{,}047\,\phi_0 \\ \phi_2 &= \phi_0\left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 = \frac{\phi_0}{61{,}7} = 0{,}016\,\phi_0 \qquad (14) \\ \phi_3 &= \phi_0\left(\frac{2}{7\pi}\right)^2 = \frac{\phi_0}{121} = 0{,}0083\,\phi_0 \end{aligned}$$

..... ş.a.m.d.

Este important de remarcat că chiar în limitele franjei centrale densitatea de flux scade rapid de la centrul ei spre margini. Astfel, după cum rezultă din formula (8), pentru $\varphi = \pm\frac{\lambda}{2a}$ avem:

$$\frac{\Phi(\frac{\lambda}{2a},\lambda)}{\Phi_0(\lambda)} = \frac{4\Phi_0}{\pi^2} \approx 0{,}4 . \qquad (15)$$

In concluzie, rezumînd rezultatele obţinute, putem spune că imaginea de difracţie produsă de o fantă are următoarea formă: în centrul imaginii se obţine o bandă luminoasă în care densitatea de flux are valoarea cea mai mare, pe margini maxime secundare relativ slabe aproximativ echidistante separate de minime echidistante de densităţi de flux egale cu zero.

Figura de difracţie obţinută are forma descrisă mai sus numai în cazul în care se lucrează cu lumină monocromatică, de lungime de undă λ. Dacă se iluminează fanta cu o radiaţie compusă din radiaţii de diferite lungimi de undă, de exemplu cu lumină albă, atunci pentru fiecare din aceste radiaţii se obţine cîte o figură de difracţie asemănătoare cu cea descrisă mai sus. Aceste figuri vor fi însă puţin deplasate una faţă de alta deoarece poziţiile minimelor şi maximelor depind de lungimea de undă λ [v. (9) şi (13)]. Maximul central ($\varphi=0, \delta=0$) se obţine în acelaşi loc pentru toate radiaţiile deoarece pentru $K=0$, $\varphi=0$ pentru radiaţiile de orice lungime de undă. Din această cauză cînd se lucrează cu lumină albă franja centrală este albă. Din condiţia de maxime secundare (13) rezultă că φ este proporţional cu lungimea de undă λ. Din această cauză, pentru radiaţiile monocromatice de diferite lungimi de undă, franjele de difracţie pe care le observăm pe ecran nu se suprapun, ci se aşează paralel una faţă de alta în ordinea lungimilor de undă. Mai aproape de franja centrală se situează maximele corespunzătoare unor lungimi de undă mai scurte (violet) iar mai departe maximele corespunzătoare lungimilor de undă mai mari (roşu).

Pe ecran se obţine astfel un spectru de difracţie.

D. Modul de lucru

Pentru studiul figurii de difracţie folosim o fantă a cărei lărgime a se poate modifica cu ajutorul unui şurub care acţionează unul din cuţitele fantei. Măsurarea unghiurilor de difracţie se face cu ajutorul unui goniometru SGO-1. Goniometrul permite citirea unghiurilor cu o precizie de 2 secunde de arc iar prin interpolare vizuală pe scală se poate aprecia şi jumătatea de secundă.

Aspectul exterior al goniometrului este prezentat în fig. 6.

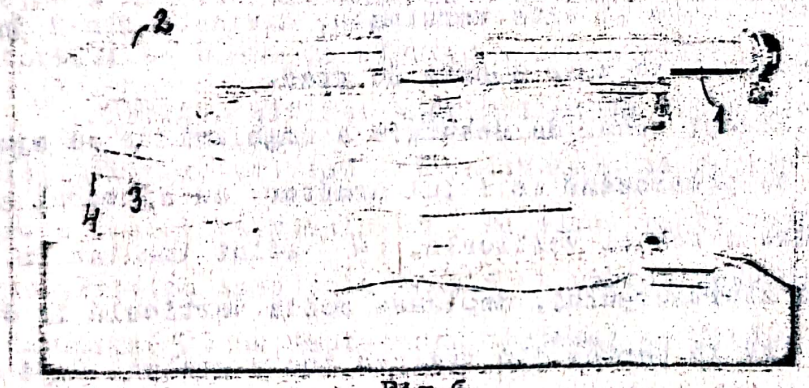


Fig.6

Pentru obţinerea figurii de difracţie, fanta colimatorului (1) se iluminează cu ajutorul unei lămpi cu vapori de natriu.

Lărgimea fantei colimatorului se stabileşte cu şurubul micrometric la valoarea de aproximativ 0,03 mm. In calea fasciculului de raze paralele care iese din colimator se aşează montura cu fanta liniară pentru studiul difracţiei. Montura fantei se va orienta astfel incît fanta să fie în plan vertical (paralelă)cu fanta colimatorului). Lărgimea fantei se stabileşte la o valoare de 0,2-0,8 mm.Privind.prin luneta de observaţie a goniometrului(2) se observă franjele de difracţie care însoţesc imaginea fantei colimatorului. In timp ce privim prin lunetă vom realiza parale-

lismul riguros al celor două fante rotind puţin la stînga sau la dreapta montura fantei de studiat pînă în poziţia în care franjele au claritatea cea mai mare.

Pentru determinarea precisă a lărgimii fantei utilizate vom utiliza formula (9) care determină poziţiile minimelor de difracţie.

Unghiurile de difracţie φ se citesc cu ajutorul microscopului de citire a unghiurilor (3) aflat sub luneta cu care se observă franjele. Lampa de iluminare a microscopului se alimentează prin intermediul unui transformator de 6 V. Sistemul de citire a unghiurilor este format din două scări: una orizontală divizată în grade şi zeci de minute şi alta verticală, divizată din 2 în 2 secunde pe un interval de zece minute de grad.

Pentru a însuşi modul de măsurare a unghiurilor cu ajutorul microscopului se procedează în felul următor: cu ajutorul şurubului de acţionare a scalei verticale, (4) aflat imediat în dreapta ocularului microscopului, deplasăm scala verticală la diviziunea zero indicată în partea din dreapta jos a scalei. După aceea cu ajutorul şurubului de deplasare pe orizontală (5) se roteşte scala pînă cînd reperul din cîmpul vizual al microscopului ajunge între două repere verticale apropiate, care indică un număr întreg de intervale de cîte 10 minute (de ex. 355^0 şi 20'). Cu ajutorul şurubului de acţionare a scalei verticale (4) se deplasează scala verticală pe întreaga ei lungime marcată. Privind în microscop vom observa că odată cu aceasta, scala orizontală se deplasează spre unghiuri mici exact cu 10 minute (cu un interval din cele 6 intervale egale în care este împărţit intervalul dintre 355^0 şi 356^0). Cu ajutorul scalei verticale putem citi deci

fracţiunile de grad cuprinse între 0 şi 10 minute. Această scală este împărţită în 10 intervale egale (decîte un minut). Numărul de minute este indicat în partea stîngă a acestei scale de cîte 3 ori pentru ca numărul care indică minutele să se afle în cîmpul vizual în orice poziţie a scalei. Deoarece intervalul de un minut este divizat la rîndul său în 30 diviziuni egale (în partea din dreapta a scalei verticale) rezultă că valoarea unei astfel de diviziuni este de 2 secunde. Această valoare dă precizie de citire a aparatului. După ce s-a însuşit modul de citire al unghiurilor se trece la măsurarea unghiurilor de difracţie.

Pentru citirea unghiurilor de difracţie se procedează în felul următor: privind prin microscop şi rotind butonul de acţionare a scalei verticale (4) se aduce scala verticală la diviziunea zero. Privind apoi prin lunetă şi rotind şurubul de deplasare pe orizontală (5) se deplasează sistemul de franje pînă cînd franja întunecată de un ordin K (de ex. franja a 5-a din stînga) ajunge în dreptul celor două liniuţe verticale din crucea reticulară. Privind în microscop, cu ajutorul şurubului de acţionare pe verticală (4), se deplasează scala verticală pînă cînd reperul de pe scala orizontală ajunge exact între cele două linii apropiate aflate în stînga lui. În această poziţie, pe scala orizontală se citeşte unghiul în grade şi zeci de minute (de ex. 355^0 şi 40') iar pe scala verticală se citeşte numărul de minute (în stînga) şi numărul de secunde (în dreapta) (de ex. 4' şi 12"). Valoarea unghiului citit în exemplul de mai sus va fi deci:

$$355^0 40' + 4' 12" = 355^0 44' 12".$$

Cu ajutorul şurubului de acţionare a scalei verticale (4) se aduce din nou la zero scala verticală. Privind în lunetă

şi rotind şurubul de deplasare pe orizontală (5) se deplasează sistemul de franje spre stînga pînă cînd în dreptul crucii reticulare duble ajunge franja întunecată de ordinul K-1 (de ex. a 4-a). Cu ajutorul şurubului (4) se deplasează scala verticală pînă cînd reperul din cîmpul vizual al microscopului ajunge exact între cele două linii apropiate aflate pe scala orizontală la stînga lui. Se citeşte din nou unghiul cum s-a arătat mai sus. Aceste operaţiuni se repetă în ordinea arătată şi se măsoară unghiurile care determină poziţiile franjelor întunecate pînă la franja de ordin K din dreapta inclusiv (de ex. pînă la franja a 5-a).

D. Tabel cu date experimentale

Ordinul franjei (K)	... -5	-4	-3	-2	-1	+1	+2	+3	+4	+5 ...
(φ) (grade, minute secunde)	...	...	...							

Cu datele obţinute se calculează valorile unghiurilor de difracţie pentru diferite valori ale ordinului de difracţie K, făcînd diferenţa cititorilor corespunzătoare şi împărţind-o la 2.

In general, pentru o valoare oarecare a lui K, se obţine:

$$\varphi_K = \frac{\varphi'_K - \varphi_K}{2}.$$

Cunoscînd lungimea de undă a radiaţiei utilizate (λ_D= 5893 Å) se determină lărgimea fantei în baza formulei (9).

Se calculează valoarea medie a_m a rezultatelor obţinute (în mm).

Valorile funcţiei trigonometrice sin φ pentru diferite valori ale unghiului φ se dau în tabelul de la sfîrşitul îndrumarului.

XVII. STUDIUL RETELEI DE DIFRACTIE

A. Scopul lucrării: Determinarea frecvenţei unei reţele plane.

B. Dispozitive şi materiale necesare: goniometru, reţea de difracţie, lampă cu descărcare în vapori de sodiu alimentată prin drosel

C. Principiul fizic al metodei

Se numeşte reţea de difracţie cu modulare în amplitudine un sistem periodic de fante identice, transparente (reflectante), realizat într-un ecran opac. Reţelele pot funcţiona prin transmisie sau prin reflexie.

După forma suprafeţei, reţelele pot fi plane sau sferice (concave).

Distanţa măsurată între centrele a două fante vecine se numeşte constanta reţelei, iar numărul de fante (trăsături) din unitatea de lungime a reţelei se numeşte frecvenţa reţelei.

Fie un ecran E, paralel cu planul xoy al unui sistem rectangular de axe, ecran în care sînt practicate N fante transparente, dreptunghiulare echidistante, alcătuind o reţea de difracţie plană (fig.1). In figura 1 fantele sînt orientate cu lungimea paralelă cu axa ox (perpendicular pe figură) şi cu lăţimea h paralelă la axa oy. Dacă h_0 este lăţimea porţiunii opace, atunci constanta reţelei se poate calcula utilizînd relaţia:

$$d=h+h_0 \qquad (1)$$

iar frecvenţa reţelei este

$$n=\frac{1}{d} \quad (mm^{-1}) \qquad (2)$$

Să considerăm un fascicul de raze paralele strict monocromatice, paralel cu planul yoz (fig.1) care ajung pe rețea sub unghiul de incidență i. Ne interesează expresia fluxului luminos corespunzător fasciculului difractat sub unghiul de difracție i', de cele N fante.

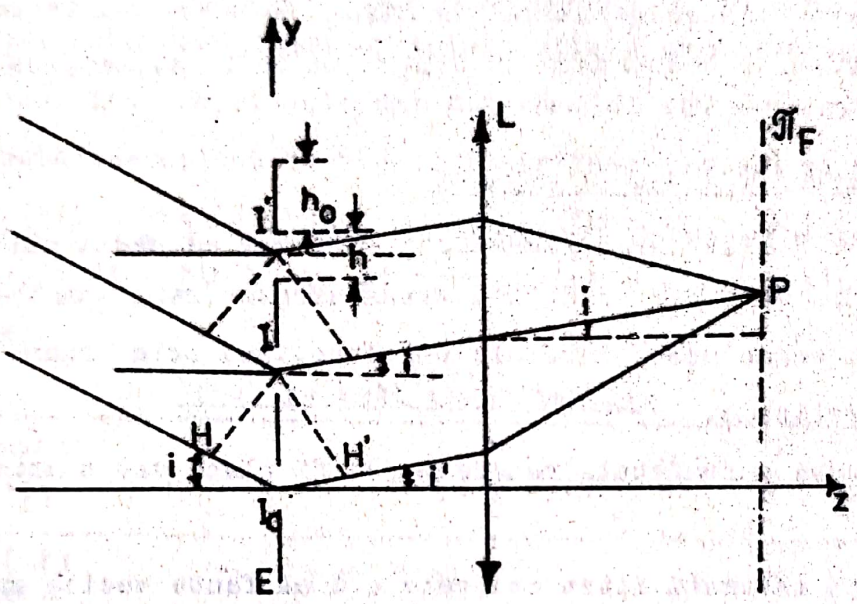


Fig.1

Amintim că în cadrul lucrării "Studiul difracției printr-o fantă dreptunghiulară" s-a stabilit că distribuția de flux, în figura de difracție obținută în cazul unei fante dreptunghiulare, în planul focal al unei lentile convergente, se poate calcula utilizînd relația:

$$\Phi=\Phi_0 \frac{\sin^2 \frac{\Delta\psi}{2}}{\left(\frac{\Delta\psi}{2}\right)^2} \qquad (3)$$

unde Φ_0 este fluxul fasciculului incident (egal cu fluxul din centrul figurii de difracție), iar

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda_0} a(\sin i \pm \sin i') \qquad (4)$$

este diferența de fază între radiațiile care trec prin marginile fantei. În relația (4) a reprezintă lărgimea fantei, i și i' unghiurile de incidență, respectiv de difracție la nivelul fantei, iar λ_0 lungimea de undă în vid a radiației respective.

Rețeaua de difracție reprezentînd o mulțime N de astfel de fante într-un punct P din planul focal al lentilei L (fig.1) ajung oscilații de la fiecare fantă, oscilații pentru care amplitudinea intensității cîmpului electric poate fi considerată aceeași $E_0 \sim \sqrt{\varphi_0}$, iar defazajul dintre vectorii intensitate a cîmpului electric provenind din centrele a două fante vecine se poate calcula, în conformitate cu fig.1 utilizînd relația:

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(H\, I_0 \pm I_0 H') = \frac{2\pi}{\lambda_0} d(\sin i \pm \sin i') \qquad (5)$$

În punctul P ajung oscilații electromagnetice de la toate cele N fante, oscilații avînd amplitudinea vectorului intensitate de cîmp electric egală cu E_0 și defazajul relativ, pentru oscilații provenind de la fante vecine, dat de relația (5).

Intensitatea cîmpului electric rezultant în punctul P este astfel suma termenilor unei progresii geometrice cu rația $e^{-i\Delta\psi}$

$$E = E_0 e^{i\omega t} + E_0 e^{i(\omega t - \Delta\psi)} + \ldots + E_0 e^{i[\omega t - (N-1)\Delta\psi]} +$$
$$+ E_0 e^{i(\omega t - N\cdot\Delta\psi)} = E_0 e^{i\omega t}\left[\frac{1 - e^{iN\Delta\psi}}{1 - e^{-i\Delta\psi}}\right] \qquad (6)$$

Fluxul luminos în P este proporțional cu $E \cdot E^*$ deci putem scrie egalitatea:

$$\phi = \phi_0 \frac{\sin^2 \frac{N\Delta\psi}{2}}{\sin^2 \frac{\Delta\psi}{2}} \qquad (7)$$

În relația (7) ϕ_0 reprezintă fluxul luminos provenind de la o singură fantă iar ϕ fluxul total în punctul P. Condițiile de extremum pentru fluxul luminos în punctul P se pot obține prin

derivarea relaţiei (7) în raport cu defazajul

$$\frac{d\Phi}{d(\Delta\psi)} = \frac{\sin\frac{N\Delta\psi}{2}\left[N\cos\frac{N\Delta\psi}{2}\sin\frac{\Delta\psi}{2} - \sin\frac{N\Delta\psi}{2}\cos\frac{\Delta\psi}{2}\right]}{\sin^3\frac{\Delta\psi}{2}} \qquad (8)$$

Condiţia de extremum:

$$\frac{d\Phi}{d(\Delta\psi)} = 0 \qquad (9)$$

se reduce la condiţiile: Prima condiţie de extremum este:

$$\sin\frac{N\Delta\psi}{2} = 0 \Rightarrow \frac{N\Delta\psi}{2} = m\pi \; ; \; m=\pm1,\pm2,\pm3, \ldots$$

$$d(\sin i \pm \sin i') = \frac{m}{N}\lambda_0 \; ; \; m=\pm1,\pm2,\pm3,\ldots \pm(N-1) \qquad (10)$$

Relaţia (10) reprezintă condiţia de minime, căci pentru $m \neq KN$ ea este echivalentă cu anularea numărătorului relaţiei (7), deci satisfacerea ei implică valori nule ale fluxului.

A doua condiţie de extremum

$$N\cos\frac{N\Delta\psi}{2}\sin\frac{\Delta\psi}{2} - \sin\frac{N\Delta\psi}{2}\cos\frac{\Delta\psi}{2} = 0$$

sau

$$N\,tg\frac{\Delta\psi}{2} = tg\frac{N\Delta\psi}{2} \qquad (11)$$

reprezintă o condiţie de maxim. Introducînd soluţia (11) în relaţia (9) se obţine:

$$\Phi = \Phi_0 \frac{N^2}{1+(N^2-1)\sin^2\frac{\Delta\psi}{2}} \qquad (12)$$

Condiţiile (11) şi (12) determină maximele principale de difracţie. Pentru $\sin\frac{\Delta\psi}{2} = 0$ se obţine $\Phi = N^2\Phi_0$ valoarea maximă a fluxului luminos

$$\sin\frac{\Delta\psi}{2} = 0 \Rightarrow \Delta\psi = 2K\pi \; ; \; \frac{2\pi}{\lambda_0}d(\sin i \pm \sin i') = 2K\pi \; ; \; K = 0, \pm1, \pm2$$

$$d(\sin i \pm \sin i') = K\lambda_0 \; ; K=0, \pm1, \pm2, \ldots \qquad (13)$$

Condiţia (13) este conţinută în (10) pentru $m=KN$. Prin

urmare pentru m=0, N, 2N,...KN se obţin maximele principale.

Intre două maxime principale se găsesc, în conformitate cu condiţia (10) (N-1) minime nule. Dar funcţia (7) fiind continuă între cele două maxime principale se găsesc şi (N-2) maxime secundare.

In maximele secundare fluxul este foarte mic, în comparaţie cu cel al maximelor principale, de aceea în planul focal al lentilei L (fig.1) sînt vizibile cu ochiul liber numai maximele principale.

Să reţinem că,relaţia (13) pentru maximele principale limitează numărul maximelor principale ce se pot observa cu o reţea dată, pentru un unghi de incidenţă fixat la:

$$K_{max} = \frac{d}{\lambda_0} \sin i \qquad (14)$$

deci la $\frac{d}{\lambda_0}$ în cazul incidenţei normale. In total, în planul focal al lentilei L pot fi observate $2K_{max}+1$ maxime principale.

Poziţia maximelor principale nu depinde de numărul total de trăsături (fante) ale reţelei, dar ele sînt cu atît mai înguste cu cît numărul total de fante ale reţelei este mai mare.

Analizînd condiţiile (10) şi (13) constatăm că poziţia maximelor şi minimelor în planul focal al lentilei L este determinată de valoarea lungimii de undă în vid a radiaţiilor utilisate.

In cazul iluminării reţelei cu lumină albă este posibilă în maximele de ordin superior, o separare a radiaţiilor după lungimi de undă; reţeaua de difracţie funcţionează deci ca sistem dispersiv.

In maximul de ordin zero se suprapun radiaţiile pentru

toate lungimile de undă componente ale fasciculului incident. In cazul iluminării cu lumină albă maximul central conţine toate radiaţiile componente ale fasciculului.

Intr-un maxim de ordin superior dat, liniile spectrale pentru radiaţii violete dau maxime de difracţie mai apropiate de maximul central, în comparaţie cu radiaţiile roşii (rel.13).

In cazul în care fasciculul de raze paralele de lumină albă cu care este iluminată reţeaua este obţinut de la un colimator cu fantă dreptunghiulară, iar figura de difracţie este privită printr-o lunetă, în planul focal al obiectivului lunetei se observă maxime sub formă de linii subţiri, numite linii spectrale.

Distribuţia maximelor de difracţie în planul focal al lentilei L în cazul utilizării unui colimator cu fantă dreptunghiulară iluminată cu lumină albă este sugerată în fig.2.

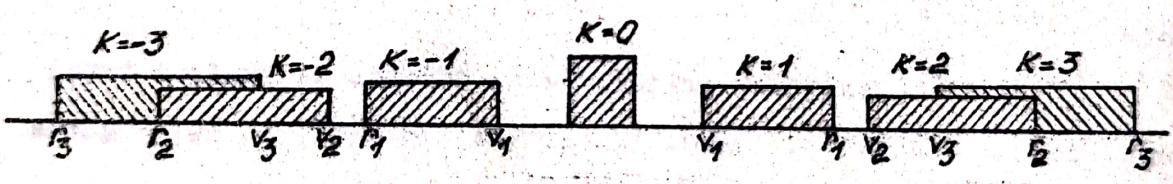


Fig.2

D. Modul de lucru

In relaţia $d(\sin i \pm \sin i'_k) = K\lambda_0$ K=0,1,2,... care ne dă poziţiile unghiulare ale maximelor de difracţie, unghiurile de incidenţă i şi de difracţie i'_k se măsoară relativ la normala reţelei, a cărei orientare nu o putem repera cu exactitate. De aceea se obişnuieşte să se facă măsurători ale unghiurilor folosind metoda "minimului de deviaţie".

Se defineşte unghiul de deviaţie ca fiind unghiul format

de direcţia fasciculului incident cu fasciculul difractat

$$\Delta_K = i \pm i'_K \qquad (15)$$

În cazul maximului de difracţie de ordinul zero (K=0) sin i= $\pm$sin i'_0 unghiul de difracţie este egal cu cel de incidenţă şi nu depinde de lungimea de undă. Rezultă că figura de difracţie obţinută în lumină albă are maximul de ordinul zero alb şi situat pe direcţia fasciculului incident.

Dacă reglăm sistemul colimator-lunetă astfel încît imaginea fantei de intrare a colimatorului să se formeze între firele reticulare, la introducerea reţelei de difracţie, între colimator şi lunetă, maximul de ordinul zero se formează tot între firele reticulare.

Pentru un maxim oarecare, de ordin K, constatăm, în conformitate cu relaţia (13) că unghiul de difracţie i'_k este funcţie de unghiul de incidenţă, dacă i creşte i'_k scade, unghiul de deviaţie între cele două raze atinge o valoare minimă.

Derivînd relaţia (13) în raport cu i se obţine:

$$\cos i'_k \frac{d\, i'_k}{d\, i} + \cos i = 0 \qquad (16)$$

iar din (15) rezultă că la minim de deviaţie.

$$d\, i'_k = -d\, i \qquad (17)$$

Relaţiile (16) şi (17) au soluţii de forma:

$$i'_k = \pm\, i + 2K\pi \qquad (18)$$

Transformînd relaţia (13) în

$$2d \sin \frac{i_k \pm i}{2} \cos \frac{i_k \mp i}{2} = K \lambda_0 \qquad (13')$$

şi utilizînd (18) obţinem:

$$2d \sin \frac{\Delta_k}{2} = K \lambda_0 \quad K=1,2,\ldots \qquad (19)$$

In laboratorul de optică măsurătorile de unghiuri se efectuează cu un goniometru SGO-1 cu precizia de 2" descris în lucrarea XVI (pag. 131). In calitate de sursă de lumină se foloseşte o lampă cu descărcare în vapori de sodiu.

Pentru a determina experimental minimul de deviaţie corespunzător unui anumit ordin de difracţie K, se procedează în felul următor:

Se obţine în luneta goniometrului imaginea clară a fantei colimatorului şi se aduce această imagine pe firul reticular vertical. Se citeşte poziţia φ_0 a lunetei.

Se aşează reţeaua pe măsuţa goniometrului. In lunetă apare figura de difracţie.

Se aduce luneta cu firul reticular pe maximul de ordin K(K=1,2,3,...).

Se deblochează măsuţa goniometrului şi se roteşte încet. La modificarea unghiului de incidenţă imaginea maximului de difracţie de ordinul K se deplasează într-un sens (în funcţie de sensul de rotire al măsuţei), apoi îşi schimbă sensul de deplasare. Poziţia măsuţei pentru care se schimbă sensul de deplasare al fasciculului corespunde minimului de deviaţie. Se fixează măsuţa goniometrului în poziţia corespunzătoare minimului de deviaţie şi se deplasează luneta pînă cînd maximul ajunge pe firul reticular.

Se citeşte pe vernierul circular poziţia φ_K a lunetei. Se calculează Δ_K, unghiul de deviaţie minimă cu ajutorul relaţiei:

$$\Delta_K = \varphi_K - \varphi_0$$

Se efectuează aceeaşi operaţie pentru K=1,2,3 (eventual şi K=-1,-2,-3).

Se reprezintă grafic $\sin\frac{\Delta_k}{2}$ în funcţie de K. Se obţine o dreaptă având panta $\frac{\lambda_0}{2d}$.

Cunoscînd λ_{0D}=5893 Å şi determinînd panta dreptei (19) se poate determina constanta d a reţelei şi din egalitatea (2)- frecvenţa reţelei.

E. Tabel cu date experimentale

Nr. det.	φ_0	φ_K	Δ_k	$\sin\frac{\Delta_k}{2}$	d,
1					
2					$d=$
3					$n=$
.					
.					
.					

XVIII. STUDIUL DIFRACŢIEI LUMINII PE UNDE ULTRASONORE

A. Scopul lucrării: Studiul fenomenului de difracţie a luminii pe unde ultrasonore. Determinarea lungimii de undă şi a vitezei unei unde ultrasonore în apă.

B. Dispozitive şi materiale necesare: Goniometru SGO-1, lampă cu vapori de mercur, generator de înaltă frecvenţă, dispozitiv pentru producerea undelor ultrasonore, apă distilată.

C. Principiul fizic al lucrării

In anul 1932 Debye şi Sears în S.U.A. şi independent Lucas şi Biquard în Franţa, au descoperit că dacă printr-un strat de substanţă izotropă transparentă (lichidă sau solidă) se propagă o undă plană ultrasonoră (cu frecvenţa peste 20 KHz) atunci mediul respectiv se comportă faţă de un fascicul de radiaţii optice ca o reţea de difracţie.

Pentru a înţelege fenomenul, să considerăm un strat dintr-un mediu transparent şi izotrop cu feţe plan-paralele (fig.1 a) şi care are o astfel de structură încît de-a lungul stratului, indicele de refracţie n variază după o lege sinusoidală. Dacă pe acest strat se trimite o undă optică plană sub incidenţă normală, atunci faza undei transmise variază periodic iar suprafaţa de fază constantă are forma indicată în fig.1 a. Întrucît razele sînt ortogonale la suprafaţa de fază constantă rezultă că stratul de substanţă considerat produce o modificare a direcţiei razelor de lumină ca şi o reţea de difracţie. Spre deosebire de reţeaua de difracţie obişnuită, care modulează amplitudinea (intensitatea) undei transmise, între zero şi o anumită valoare maximă, stratul de substanţă descris modulează faza undei şi de aceea el se numeşte

<u>rețea de fază</u>. O rețea de difracție perfectă care lucrează prin reflexie este de asemenea o rețea de fază, deoarece produce modificarea fazei undei fără a modifica amplitudinea ei. O rețea de difracție de fază poate fi realizată cu un strat de lichid transparent în care se propagă o undă ultrasonoră. Sistemul optic care permite observarea fenomenului de difracție a luminii pe undele ultrasonore care se propagă într-un lichid este reprezentat schematic în fig.2. Radiațiile emise de o lampă cu vapori de mercur S sînt trecute printr-un filtru F și focalizate pe fanta de intrare a colimatorului C. Fasciculul de raze paralele și monocromatice care ies din colimator trece

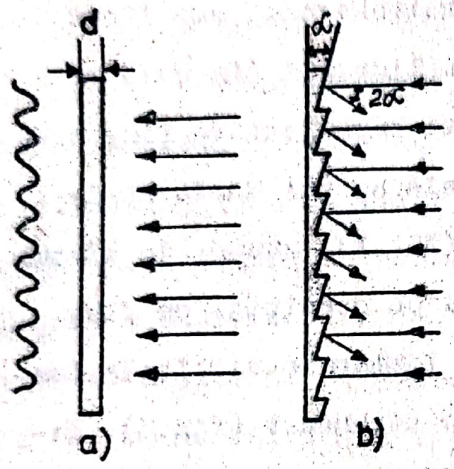


Fig.1

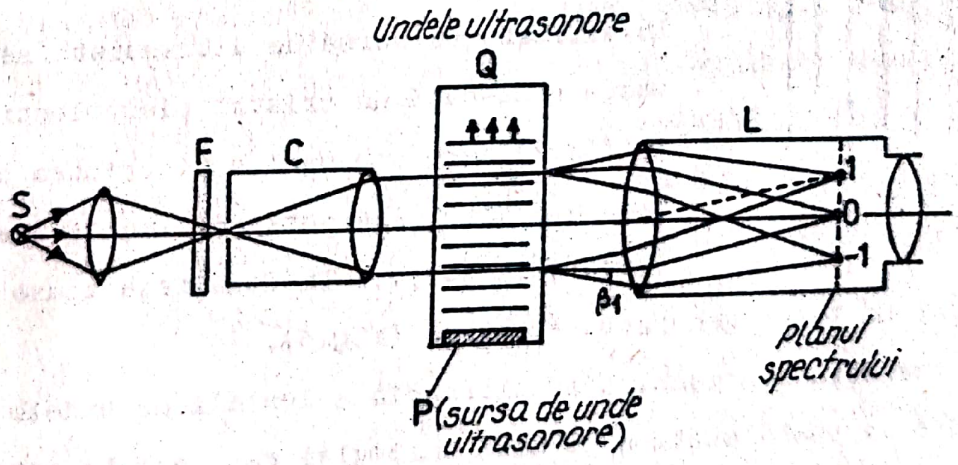


Fig.2

printr-o cuvă Q cu pereții transparenți de sticlă în care se află un lichid transparent (de ex. apă distilată) și ajunge la luneta

L reglată pentru observarea la infinit. In aceste condiţii, în cîmpul lunetei se vede imaginea fantei colimatorului sub forma unei linii luminoase verticale. Dacă prin lichidul din cuvă se trimite o undă ultrasonoră plană ale cărei suprafeţe de fază constantă se deplasează pe direcţie orizontală astfel încît rămîn paralele cu direcţia razelor de lumină, (fig.2), atunci în cîmpul vizual al lunetei se obţine o distribuţie de densităţi de flux (imagine de difracţie) formată din linii luminoase verticale (maxime) aproximativ echidistante pe un fond întunecat (fig.3). Maximul central (K=0) corespunde imaginii fantei colimatorului formată în conformitate cu legile opticii geometrice (în lipsa difracţiei). Intensitatea maximelor laterale scade repede odată cu creşterea ordinului de difracţie K.

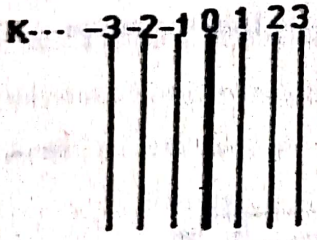


Fig.3

In calitate de sursă de ultrasunete serveşte o plăcuţă de cristal piezoelectric P (fig.2) care vibrează sub acţiunea unui cîmp electric alternativ de înaltă frecvenţă aplicat pe cele două feţe opuse ale plăcuţei de la un generator electric (fig.5).

Apariţia fenomenului de difracţie a luminii pe undele ultrasonore se poate explica pe baza analogiei care există între o reţea de difracţie de fază şi mediul parcurs de unda ultrasonoră. Sub acţiunea undei ultrasonore stratul de lichid este stratificat periodic în zone de comprimare şi de dilatare formînd o structură spaţială periodică pe direcţia de propagare a undei ultrasonore. Datorită dilatărilor şi comprimărilor periodice (sinusoidale) produse de unda ultrasonoră, indicele de refracţie

al lichidului variază periodic luînd valori minime şi valori maxime în punctele unor plane verticale echidistante. Distribuţia momentană a suprafeţelor în care indicele de refracţie la valorile maxime (sau minime) este reprezentată în fig.2 printr-un sistem de plane verticale echidistante. Distanţa dintre două astfel de plane, în care indicele de refracţie la valori maxime (sau minime), este egală cu lungimea de undă Λ a undei ultrasonore în mediul de propagare. Deoarece viteza de propagare a suprafeţelor de fază constantă a undei luminoase în zonele cu indice de refracţie mare este mai mică decît în zonele cu indice de refracţie mai mic ($v = \frac{c}{n}$), faza undei luminoase transmise variază periodic (sinusoidal) în spaţiu de-a lungul drumului parcurs de unda ultrasonoră în mediul respectiv. In consecinţă, suprafaţa de undă a undei luminoase emergente capătă o formă care poate fi descrisă de o funcţie sinusoidală asemănătoare cu cea reprezentată în fig.1 a. In aceste condiţii, în planul focal al obiectivului lunetei se obţine o distribuţie de densităţi de flux (figură de difracţie) ca cea reprezentată în fig.3. Se poate afirma deci că stratul de lichid în care se propagă unda ultrasonoră se comportă faţă de unda luminoasă ca o reţea de difracţie cu perioada Λ (dacă Λ este suficient de mic). Menţionăm faptul că o reţea ultrasonoră poate fi consideratâ ca o reţea de fază plană doar în prima aproximaţie. Pentru calculul distribuţiei de densităţi de flux în figura de difracţie dată de o reţea ultrasonoră, trebuie luat în considerare faptul că această reţea se deplasează cu viteza undei ultrasonore pe o direcţie perpendiculară la direcţia de propagare a undei luminoase. Această deplasare determină modificarea compoziţiei spectrale a fasciculului de raze difractate. Ca urmare, fasciculele de raze care formează maximele

de difracţie de diferite ordine sînt necoerente între ele.Frecvenţa radiaţiei în maximul de ordin K este $\vartheta \pm K\vartheta_u$ unde ϑ este frecvenţa undei monocromatice incidente iar ϑ_u este frecvenţa undei ultrasonore. Această modificare a frecvenţei radiaţiei optice se produce în procesul de reflexie a undei luminoase pe suprafeţele de densitate constantă ale lichidului stratificat de unda ultrasonoră (prin efect Doppler). Raportul ϑ_u/ϑ este în general foarte mic (de ordinul 10^{-8}) şi de aceea efectul de modificare a frecvenţei devine important numai cînd se folosesc unde ultrasonore de frecvenţă foarte mare sau cînd drumul străbătut de lumină în lichid este mare. S-a stabilit teoretic şi experimental că distribuţia de densităţi de flux în maximele de difracţie depinde de mai mulţi factori cum sînt: puterea sursei ultrasonore, unghiul de incidenţă al fasciculului de raze de lumină şi mărimea drumului optic al fasciculului de raze de lumină în mediul respectiv. Luarea în considerare a tuturor factorilor care intervin în fenomenul de difracţie a luminii pe unde ultrasonore face ca funcţia de distribuţie a densităţii de flux în figura de difracţie să fie mult mai complicată decît cea cunoscută din studiul reţelei de difracţie obişnuite(v.C.M.Ritov "Difracţia luminii pe unde ultrasonore" izv.A.N. C.C.C.P. s.fiz.Nr.2,223, 1937).

Dacă se ţine seama de faptul că viteza luminii este mult mai mare decît viteza undelor ultrasonore se poate considera, în primă aproximaţie, că în timp ce lumina trece prin cuva cu lichid reţeaua ultrasonoră rămîne practic fixă (stratificarea lichidului este statică). In acest caz funcţie de distribuţie a densităţii de flux devine mai simplă. Din studiul funcţiei respective rezultă că condiţia de formare a maximelor principale de difracţie es-

te asemănătoare cu cea cunoscută de la rețeaua de difracție plană. In acest caz, direcțiile în care se obțin maximele de difracție sînt determinate de condiția ca diferența de drum Δ dintre perechile de raze difractate de două plane succesive aflate la distanța Λ unul de altul să fie egală cu un număr intreg K de lungimi de undă λ a luminii în mediul în care se propagă unda ultrasonoră. Deoarece în cele ce urmează vom utiliza această condiție vom calcula întîi expresia diferenței de drum Δ . Pentru aceasta să considerăm stratul de lichid cu fețe plan-paralele cuprins între două plane infinite, y=0 și y=d, străbătut în lungul direcției x >0 de o undă plană ultrasonoră de lungime de undă Λ (fig.4). Să presupunem că prin stratul de substanță considerat se propagă o undă luminoasă plană, monocromatică de lungime de undă λ cu suprafața de undă ortogonală la planul xoy. Să notăm cu α și $\vec{\alpha}$ unghiul de incidență și respectiv unghiul de refracție la trecerea prin prima suprafață de separație, cu β unghiul pe care îl fac razele difractate de rețeaua ultrasonoră cu normala la a doua suprafață de separație și cu β unghiul de refracție corespunzător (fig.4). Considerînd porțiunile AB și CD ale suprafețelor de undă ce corespund undei refractate și respectiv undei difractate, duse din punctele B și D în care se schimbă direcțiile razelor datorită difracției, diferența de drum Δ corespunzătoare maximului de ordi-

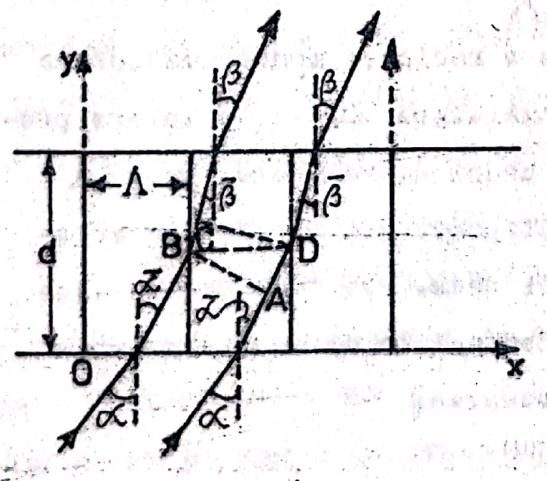


Fig.4

nul K poate fi exprimată prin relaţia:

$$\Delta = BC - AD = \Lambda(\sin\beta_K - \sin\alpha_K) = K\lambda \qquad (1)$$

unde K=0, ±1, ±2, ... este ordinul de difracţie iar λ lungimea de undă a radiaţiilor în lichid. Formula (1) poate fi scrisă sub o formă mai convenabilă, în funcţie de unghiurile de incidenţă α şi de emergenţă β şi de lungimea de undă λ a luminii în vid (aer), dacă utilizăm legea refracţiei sub forma:

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\alpha} = \frac{\sin\beta}{\sin\beta} = \frac{\lambda}{\lambda} \qquad (2)$$

unde n este indicele de refracţie al lichidului. Utilizînd (2), formula (1) poate fi scrisă sub forma:

$$\Lambda(\sin\beta_k - \sin\alpha) = K\lambda \ . \qquad (3)$$

Formula (3) care determină poziţiile maximelor de difracţie este asemănătoare cu cea cunoscută din teoria reţelei de difracţie plane. In acest caz constanta reţelei de difracţie este egală cu lungimea de undă Λ a undei ultrasonore.

Ţinînd seama de inegalitatea $\frac{\lambda}{\Lambda} \ll 1$, din formula (3) rezultă că distanţa unghiulară dintre două maxime succesive, de ordinul K şi de ordinul K-1, este dată de relaţia:

$$\sin\beta_K - \sin\beta_{K-1} = \beta_K - \beta_{K-1} = \frac{\lambda}{\Lambda} \ . \qquad (4)$$

Relaţia (4) arată că pentru o radiaţie monocromatică de lungime de undă λ dată, distanţa unghiulară $\Delta\beta$ este invers proporţională cu lungimea de undă Λ a undei ultrasonore. Dacă Λ este mare, maximele principale de difracţie pot fi atît de apropiate unele de altele încît nu pot fi observate distinct cu ajutorul lunetei. Din această cauză fenomenul de difracţie a luminii pe unde sonore obişnuite nu se observă.

Dacă fasciculul de raze de lumină cade pe suprafaţa reţelei ultrasonore sub incidenţă normală ($\alpha=0$), condiţia de maxim de difracţie (3) se scrie sub forma:

$$\Lambda \sin\beta_K = K\lambda . \qquad (5)$$

Cunoscînd lungimea de undă a radiaţiei şi măsurînd unghiurile de difracţie β_K corespunzătoare diferitelor ordine de difracţie K, cu relaţia (5) se poate determina lungimea de undă Λ a undei ultrasonore.

Cunoscînd Λ şi ν_u se poate determina viteza de propagare a undei ultrasonore folosind formula:

$$V = \Lambda . \nu_u . \qquad (6)$$

Fenomenul de difracţie a luminii se poate produce şi pe unde ultrasonore staţionare care se obţin prin compunerea undei progresive directe cu unda reflectată. Difracţia se produce pentru fiecare din aceste unde aşa cum s-a descris mai sus. Constanta reţelei de fază formată de undele staţionare este egală de asemenea cu Λ deoarece perioada spaţială a distribuţiei momentane de densitate în unda staţionară este şi în acest caz egală cu lungimea de undă a undei progresive. De aceea formulele (3) şi (5) care determină poziţiile maximelor de difracţie rămîn valabile şi pentru difracţia pe unde ultrasonore staţionare.

D. <u>Descrierea instalaţiei şi modul de lucru</u>

In calitate de sursă de unde ultrasonore se foloseşte un disc ceramic de titanat de bariu ($Ba\ Ti\ O_3$) argintat pe ambele feţe care vibrează sub acţiunea unui cîmp electric alternativ produs de un generator cu frecvenţa de cîţiva MHz. Diferenţa de potenţial se aplică pe armăturile plăcuţei printr-un cablu coaxial.

Unda ultrasonoră se propagă într-o cuvă paralelipipedică de sticlă umplută cu apă distilată, petrol sau glicerină. Pentru obţinerea undelor staţionare se foloseşte o oglindă plană aşezată paralel cu suprafaţa discului de Ba Ti O_3 pe peretele opus al cuvei. Pentru reglarea paralelismului oglinzii cu suprafaţa plăcii de Ba Ti O_3 se foloseşte un sistem de reglare cu trei şuruburi. Schema de principiu a generatorului de ultrasunete este reprezentată în fig.5. Reglarea frecvenţei generatorului pe frecvenţa de rezonanţă a cristalului se face prin intermediul unui potenţiometru P aflat pe panoul frontal al generatorului de înaltă frecvenţă.

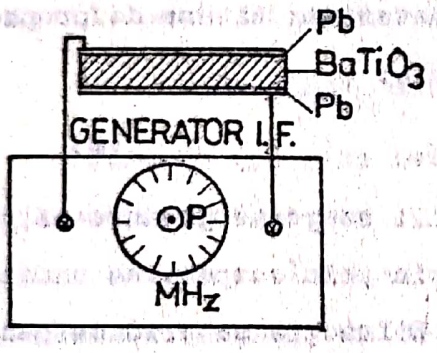


Fig.5

Observarea fenomenului de difracţie şi măsurarea unghiurilor de difracţie β_K se face cu ajutorul goniometrului SGO-1 descris în lucrarea XVI.

Precizia de citire a unghiurilor este de 2 secunde de arc.

Fanta colimatorului se iluminează cu o lampă cu vapori de mercur utilizînd în faţa fantei un filtru optic care selectează o radiaţie monocromatică cu lungimea de undă indicată pe filtru. Lampa cu vapori de mercur se alimentează la 220 V prin intermediul unui drosel. Becurile de iluminare a scalei lunetei şi a microscopului utilizat pentru măsurarea unghiurilor se alimentează prin intermediul unui transformator de 220 V/6 V acţionînd comutatoarele montate pe postamentul goniometrului şi pe carcasa transformatorului. Se reglează luneta şi colimatorul astfel încît în cîmpul lunetei să se obţină imaginea clară a fantei colimatorului. Se aşează cu grijă cuva cu lichid pe

măsuța goniometrului, se conectează generatorul de ultrasunete la rețeaua electrică de 220 V și se reglează poziția cuvei, orizontalitatea măsuței și frecvența generatorului pînă cînd în cîmpul de observație a lunetei se observă clar cel puțin 5-7 maxime de difracție. La nevoie se reglează paralelismul oglinzii cu suprafața plăcuței de $BaTiO_3$. După obținerea clară a figurii de difracție, se măsoară unghiurile de difracție β_K corespunzătoare diferitelor maxime de difracție (K=0, ±1, ±2, ±3,...).

Cunoscînd mărimile β_K și λ se determină lungimea de undă Λ utilizînd formula (5). Din datele obținute se calculează valoarea medie Λ_{med}. Cu ajutorul formulei (6) și a valorii Λ_{med} se calculează frecvența ϑ_u a undei ultrasonore cunoscînd că viteza de propagare V în apă distilată este V=1450 m/s. Datele experimentale se vor trece în tabel.

E. Tabel cu date experimentale

Mediul de propagare:

K	β_K (minute și secunde)	Λ(mm)	Λ_{med}(mm)	ϑ_u(MHz)
1				
2				
3				
•				
•				
•				

Valorile sin β_K corespunzătoare unghiurilor de difracție β_K sînt date în tabele trigonometrice (pag. 221).

XIX ROTIREA NATURALA A PLANULUI DE POLARIZARE A RADIATIILOR OPTICE

A. Scopul lucrării: Determinarea puterii de rotaţie specifică a zahărului. Determinarea concentraţiei unor soluţii de zahăr.

B. Dispozitive şi materiale necesare: Polarimetru Laurent, tuburi polarimetrice, cilindri gradaţi, balanţă, zahăr, apă distilată.

C. Principiul fizic al lucrării

Din ecuaţiile lui Maxwell rezultă că undele electromagnetice optice sînt unde transversale în care intensitatea cîmpului electric $\vec{E}$, inducţia magnetică $\vec{B}$ şi vectorul de undă $\vec{K}$ sînt reciproc perpendiculare astfel încît formează un triedru drept. Dacă vectorul $\vec{E}$ îşi păstrează direcţia de acţiune în orice punct de pe direcţia de propagare (independent de timp), unda electromagnetică optică se numeşte liniar polarizată. Intr-o astfel de undă intensitatea cîmpului electric $\vec{E}$ se poate descompune în două componente coerente reciproc perpendiculare ale căror faze de oscilaţie sînt egale sau diferă cu un număr între de π:

$$\Delta\varphi = m\pi \qquad (m=0,1,2,\ldots) \qquad (1)$$

Planul care conţine direcţia de propagare $\vec{K}=K.\vec{N}$ şi direcţia inducţiei magnetice $\vec{B}$ se numeşte plan de polarizare.

Radiaţia optică liniar polarizată se poate obţine din radiaţia nepolarizată (naturală) cu ajutorul unui dispozitiv numit polarizor. In calitate de polarizor se poate folosi un filtru de polarizare sau o prismă de polarizare cum ar fi, de exemplu, prisma lui Nicol. Pentru analiza stării de polarizare se foloseş-

te un dispozitiv identic cu polarizorul numit polarizor analizor. Un polarizor selectează din unda plană nepolarizată numai componentele intensităţii cîmpului electric paralele cu o anumită direcţie numită direcţia de transmisie a polarizorului.

Teoria propagării undelor electromagnetice optice în substanţe anizotrope, arată că o undă electromagnetică plană polarizată liniar care se propagă în substanţa anizotropă pe direcţia axei optice trebuie să-şi conserve starea de polarizare oricare ar fi direcţia de acţiune a intensităţii cîmpului electric.

Pentru a verifica această concluzie se poate organiza un experiment după schema din figura 1. Un fascicul de raze paralele monocromatice polarizate liniar cu ajutorul unui polarizor P trece pe direcţia axei optice Δ printr-o lamă de cuarţ de grosime L. Fluxul fasciculului care iese din substanţă este măsurat cu un receptor R care are la intrare un polarizor analizor A. Rotind cristalul de cuarţ în jurul direcţiei de propagare se constată că fluxul fasciculului emergent rămîne nemodificat. De aici se poate trage concluzia că rotirea cristalului de cuarţ în jurul direcţiei de propagare nu produce nici o schimbare în condiţiile de propagare a radiaţiilor. Eliminînd lama de cuarţ

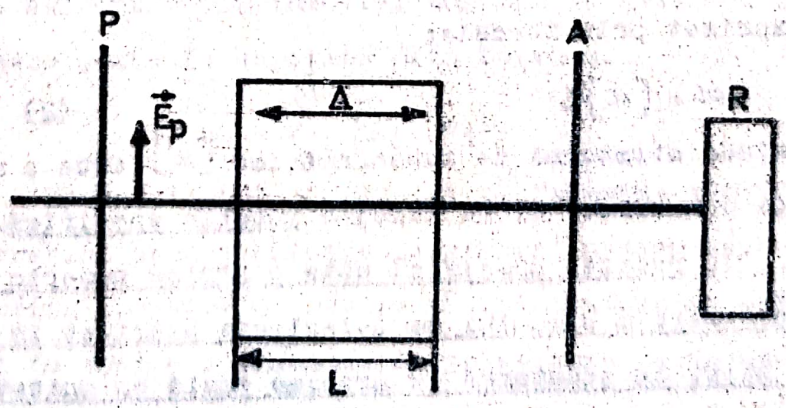


Fig.1

din drumul fasciculului, se roteşte analizorul în jurul direcţiei de propagare pînă cînd receptorul indică flux de valoare zero. În această situaţie direcţiile de transmisie ale polarizorului P şi analizorului A formează un unghi de 90^0 (sînt orientate în cruce). La introducerea lamei de cuarţ în calea fasciculului, astfel încît propagarea să aibă loc în lungul axei optice, se constată că receptorul indică flux diferit de zero. Se constată totodată că prin rotirea analizorului, în jurul direcţiei de propagare, se găseşte o orientare a direcţiei lui de transmisie pentru care receptorul indică din nou flux de valoare zero. Din cele arătate rezultă că în cazul cuarţului cristalin, starea de polarizare se conservă, dar planul de polarizare al undei liniar polarizate este rotit cu un anumit unghi. Unghiul de rotire α al planului de polarizare a radiaţiei la trecerea ei prin substanţă este egal tocmai cu unghiul cu care este rotit analizorul (în sensul de rotire a planului de polarizare) între cele două poziţii pentru care receptorul indică flux de valoare egală cu zero. Fenomenul de rotire a planului de polarizare a fost descoperit de către Arago în anul 1811. Ulterior au fost descoperite şi alte substanţe care prezintă proprietatea naturală de a roti planul de polarizare. Experimentele efectuate cu eşantioane de diferite grosimi au arătat că unghiul de rotire a planului de polarizare poate fi exprimat prin formula:

$$\alpha = [\alpha] L \qquad (2)$$

unde L este grosimea stratului de substanţă iar $[\alpha]$ este o mărime caracteristică substanţei şi se numeşte <u>rotaţie specifică</u>. În conformitate cu (2), <u>rotaţia specifică este o mărime numeric egală cu unghiul de rotire a planului de polarizare exprimat în grade produs de un strat de substanţă de grosime egală cu unitatea</u>.

Substanţele care rotesc planul de polarizare se numesc substanţe optic active. Există substanţe optic active pozitive cu $[\alpha] > 0$ numite şi dextrogire şi substanţe optic active negative cu $[\alpha] < 0$ numite şi levogire. Pentru substanţele solide, $[\alpha]$ se exprimă de regulă în grade/mm iar pentru lichide în grade/dm.

In anul 1815 J.B.Biot a arătat că şi soluţiile unor substanţe solvite în solvenţi optic inactivi sînt optic active. El a stabilit experimental că, în cazul soluţiilor, unghiul de rotire a planului de polarizare poate fi exprimat prin formula:

$$\alpha = [\alpha] \cdot c \cdot L \qquad (3)$$

cunoscută sub denumirea de legea lui Biot. In (3) c este concentraţia soluţiei iar $[\alpha]$ este o mărime caracteristică substanţei şi se numeşte putere de rotaţie specifică. Convenţional $[\alpha]$ se exprimă în grade pentru un strat de soluţie cu grosimea de 1 dm şi concentraţia de 1 g/cm^3. In aceste condiţii $[\alpha]$ este definită ca fiind o mărime numeric egală cu unghiul de rotire a planului de polarizare al unei radiaţii monocromatice exprimat în grade produs de un strat de soluţie cu grosimea de un decimetru şi concentraţia de un gram pe centimetru cub.

Pentru amestecuri de N substanţe optic active dizolvate într-un solvent optic inactiv, unghiul de rotire a planului de polarizare poate fi exprimat prin formula:

$$\alpha = \left(\sum_{i=1}^{N} [\alpha_i]\, c_i\right) L. \qquad (4)$$

Formulele (3) şi (4) pot fi folosite pentru determinarea concentraţiei unor substanţe în soluţii pentru care se măsoară experimental unghiul de rotire α. Aparatele cu care se măsoară unghiul de rotire a planului de polarizare se numesc polarimetre.

Deoarece $[\alpha]$ depinde şi de lungimea de undă a radiaţiilor, măsurătorile se efectuează de regulă cu radiaţia monocromatică emisă de lămpile spectrale cu vapori de sodiu (λ_D=5893 Å).

Unele polarimetre sînt construite astfel încît în calitate de receptor de radiaţii R (fig.1) să fie folosit ochiul uman. In acest caz se foloseşte proprietatea ochiului de a aprecia cu mare precizie egalitatea de iluminare a unor suprafeţe adiacente iluminate cu radiaţii de aceeaşi compoziţie spectrală. Un astfel de polarimetru este polarimetrul Laurent în care între polarizorul P şi analizorul A se introduce o lamă jumătate de lungime de undă numită şi lama Laurent. Aceasta este o lamă anizotropă de cuarţ cu axa optică paralelă cu feţele lamei şi are o astfel de grosime încît introduce între cele două unde generate în ea prin fenomenul de dublă refracţie o diferenţă de drum egală cu un multiplu impar de $\lambda_0/2$;

$$\delta=(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \qquad m=0,1,2,... \qquad (5)$$

în care λ_0 este lungimea de undă a radiaţiei în vid. La diferenţa de drum (5) corespunde o diferenţă de fază:

$$\Delta\varphi=(2m+1)\pi. \qquad (6)$$

Planul determinat de axa optică a lamei anizotrope şi normala la suprafaţa ei se numeşte planul secţiunii principale a lamei.

O lamă Laurent de formă dreptunghiulară se află montată imediat după polarizor astfel încît ocupă doar porţiunea centrală a fasciculului de raze paralele. La intrarea în lama anizotropă (fig.2), intensitatea cîmpului electric $\vec{E}_p$ din unda liniar polarizată se descompune în două componente: $\vec{E}_x$ pe direcţia Ox perpendiculară la axa optică a lamei (unda ordinară) şi $\vec{E}_y$ pe direc-

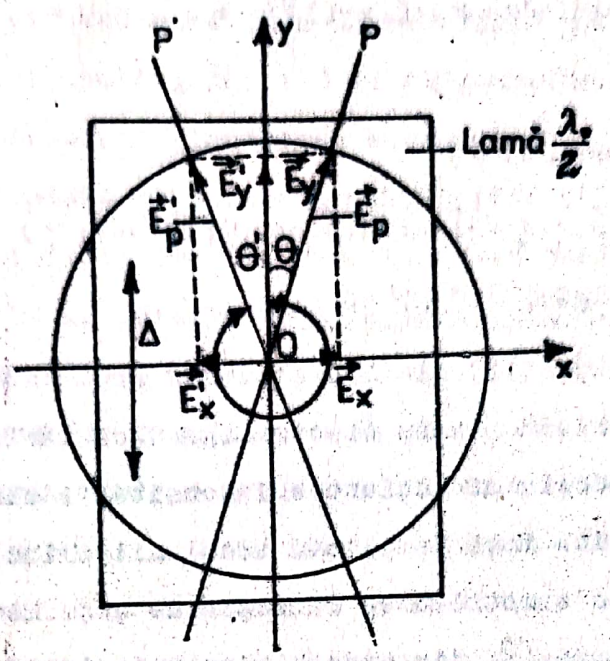


Fig.2

ţia Oy paralelă cu axa optică a lamei (unda extraordinară). Notînd cu θ unghiul dintre direcţia de acţiune a intensităţii cîmpului electric în unda liniar polarizată şi planul secţiunii principale a lamei (azimutul unei liniar polarizate) putem scrie relaţiile:

$$E_x = E_p \sin\theta \cos(\omega t+\varphi) \tag{7}$$

$$E_y = E_p \cos\theta \cos(\omega t+\varphi)$$

$$\vec{E}_p = \vec{E}_x\vec{i} + \vec{E}_y\vec{j} = E_p(\vec{i}\sin\theta + \vec{j}\cos\theta)\cos(\omega t+\varphi) \tag{8}$$

$$tg\theta = \frac{E_x}{E_y} \tag{9}$$

unde $\vec{i}$ şi $\vec{j}$ sînt versorii axelor de coordonate ox şi oy.

Deoarece lama jumătate de lungime de undă introduce între cele două componente diferenţa de fază (6), la ieşirea din lamă cele două componente şi cîmpul electric rezultant pot fi exprimate prin relaţiile:

$$E'_x = E_{0p}\sin\theta\cos\left[(\omega t+\varphi)+(2m+1)\pi\right] = -E_{0p}\sin\theta\cos(\omega t+\varphi) \qquad (10)$$

$$E'_y = E_{0p}\cos\theta\cos(\omega t+\varphi)$$

$$\vec{E}'_p = E'_x\vec{I} + E'_y\vec{J} = E_{0p}(-\vec{I}\sin\theta+\vec{J}\cos\theta)\cos(\omega t+\varphi) \qquad (11)$$

$$tg\theta' = \frac{E'_x}{E'_y} = -tg\theta; \quad \theta' = 2\pi - \theta . \qquad (12)$$

Relaţiile (10), (11) şi (12) şi fig.2 arată că după trecerea prin lama semiundă, unda electromagnetică rămîne liniar polarizată dar direcţia de acţiune a intensităţii cîmpului electric $\vec{E}'_p$ este rotită faţă de planul secţiunii principale a lamei, într-o direcţie simetrică cu direcţia de acţiune a intensităţii cîmpului electric $\vec{E}_p$ din unda liniar polarizată incidentă. Fasciculul care trece prin porţiunile neacoperite de lama semiundă îşi păstrează direcţia de acţiune a intensităţii cîmpului electric $\vec{E}_p$.

In aceste condiţii, dacă analizorul este rotit astfel încît direcţia lui de transmisie să fie perpendiculară la planul secţiunii principale a lamei semiundă (adică la planul bisector al unghiului dintre cele două direcţii de vibraţie OP şi OP') atunci porţiunile corespunzătoare celor două fascicule vor avea aceeaşi iluminare deoarece componentele intensităţii cîmpurilor electrice care trec prîn analizor sînt egale şi deci densităţile de flux corespunzătoare sînt egale. Egalitatea de iluminare a porţiunii centrale şi a porţiunilor laterale ale cîmpului vizual se stabileşte urmărind cu ochiul obţinerea iluminării uniforme a cîmpului în timp ce rotim analizorul. Poziţia analizorului corespunzătoare egalităţii de iluminare poate fi reprodusă foarte exact deoarece la cea mai mică rotire a analizorului iluminările celor două plaje (centrală şi laterală) se modifică sensibil. Pentru

Ca precizie de stabilire a egalității de iluminare a celor două plaje să fie cît mai mare lama Laurent este montată de către constructor astfel încît unghiul θ să fie cuprins aproximativ între 1^0 și 5^0 astfel încît iluminarea corespunzătoare celor două plaje să fie apropiată de valoarea minimă perceptibilă cu ochiul. Poziția analizorului pentru care cele două plaje au iluminări slabe dar egale se numește poziția de penumbră. După cum rezultă din fig.2, la rotirea analizorului cu 360^0 vom găsi două poziții de penumbră (de iluminare mică și sensibilitate mare) cînd direcția de transmisie a analizorului este ortogonală la planul secțiunii principale a lamei și două poziții de iluminări egale de valoare mare cînd direcția de transmisie a analizorului este paralelă cu planul secțiunii principale a lamei Laurent. Pozițiile de iluminare mare nu se folosesc la măsurători deoarece sensibilitatea de măsurare în aceste poziții este mică.

Dacă direcția de transmisie a analizorului este orientată în una din pozițiile de penumbră iar în drumul fasciculului de raze paralele între polarizor și analizor se introduce o substanță optic activă, atunci substanța rotește planele de vibrație OP și OP' (fig.2) în același sens cu un unghi α iar cele două plaje devin inegal iluminate deoarece iluminarea uneia crește iar a celeilalte scade. Pentru a realiza din nou egalitatea de iluminare a celor două plaje, trebuie să rotim analizorul cu același unghi α astfel încît direcția lui de transmisie să fie ortogonală pe bisectoarea unghiului dintre noile direcții de acțiune a intensității cîmpului electric.

Sensul corect de rotire a analizorului se stabilește de către experimentator astfel încît variațiile de iluminare ale celor două plaje să fie compensate (cînd prin introducerea substan-

ţei, iluminarea plajei centrale scade, analizorul se roteşte în sensul în care iluminarea acestuia creşte şi invers).

D. Modul de lucru

În această lucrare se va determina puterea rotatorie specifică $[\alpha]$ a zahărului în baza formulei (3). În acest scop se cîntăreşte precis o cantitate de 2 grame zahăr care se dizolvă cu apă distilată într-un cilindru gradat astfel încît volumul total de soluţie să fie de 50 cm^3. Se obţine astfel o soluţie de zahăr cu concentraţia de 0,04 g/cm^3. Din această soluţie se vor prepara apoi, prin diluţie cu apă distilată, soluţii cu concentraţiile de 0,02 g/cm^3 şi 0,01 g/cm^3.

Se pune în funcţiune lampa cu vapori de sodiu a polarimetrului şi se aşteaptă 2-3 minute pînă cînd lampa intră în regim normal de funcţionare. În acest timp se poate studia sistemul de citire al unghiului de rotire a analizorului pentru a stabili precizia de măsurare a unghiurilor (se va găsi că aparatul permite citirea unghiurilor cu precizia de 0,05°). Pentru a vedea clar limita de separaţie a celor două plaje (fig.3) luneta de observare trebuie pusă la punct pe suprafaţa lamei jumătate de lungime de undă prin rotirea rozetei ocularului în jurul axei optice a aparatului (Această operaţie trebuie repetată după introducerea substanţei optic active în aparat).

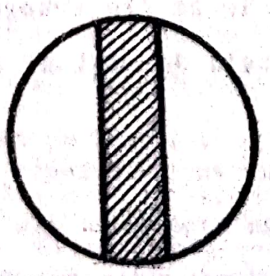


Fig.3

Soluţia de studiat se introduce într-un tub cilindric care se închide la capete cu două plăcuţe de sticlă plan paralele. Pentru aceasta tubul se aşează vertical, se scoate montura şi plăcuţa de sus şi se umple complet în aşa fel încît după fixarea plăcuţei să nu rămînă bule de aer. Se

şterg bine geamurile tubului. Se reglează analizorul în poziţia de penumbră (în care cele două regiuni au iluminări egale şi mici). Se citeşte unghiul corespunzător poziţiei iniţiale a analizorului pe vernierul din stînga (α_i^s) şi pe cel din dreapta (α_i^d) utilizînd cele două lupe din faţa discului gradat. Se face media aritmetică a celor două unghiuri şi se găseşte unghiul $\bar{\alpha}_i$ care stabileşte poziţia iniţială a analizorului:

$$\bar{\alpha}_i = \frac{\alpha_i^s + \alpha_i^d}{2} . \qquad (13)$$

Se introduce tubul cu soluţia de studiat între polarizor şi analizor. Se reglează din nou poziţia ocularului lunetei pentru a vedea clar limita de separaţie a plajelor. Datorită rotirii planului de polarizare a celor două fascicule de către soluţia de zahăr, cîmpul nu mai apare uniform iluminat. Rotind analizorul, cu un unghi egal cu cel cu care a fost rotit planul de polarizare, se ajunge din nou la o iluminare uniformă a celor două cîmpuri (în poziţia de penumbră). Se citesc din nou valorile unghiurilor pe discul gradat pe vernierul din stînga (α^s) şi pe cel din dreapta (α^d). Se calculează valoarea medie a unghiului care determină poziţia finală a analizorului:

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha^s + \alpha^d}{2} . \qquad (14)$$

Unghiul de rotire a planului de polarizare va fi dat de relaţia:

$$\alpha = \bar{\alpha} - \bar{\alpha}_i$$

Se repetă măsurătorile de 5-6 ori pentru aceeaşi soluţie şi se trec rezultatele în tabel. Se vor exprima unghiurile în grade şi sutimi de grad, lungimea L a tubului în dm iar concentraţia C a soluţiei în g/cm^3.

Cunoscînd unghiurile de rotire α şi lungimea L a tubului utilizat (înscrisă pe tub) se calculează puterea rotatorie

specifică $[\alpha]$ a zahărului utilizînd formula (3). Din datele obţinute se calculează valoarea medie $[\alpha]_{mediu}$.

E. Tabel cu date experimentale

Nr. det.	α_i^s	α_i^d	$\vec{\alpha}_i$	α^s	α^d	$\alpha = \vec{\alpha} - \alpha_i$	L(dm)	C(g/cm^3)
1								
2								
3								
. . .								

Pentru a verifica faptul că $[\alpha]$ nu depinde de concentraţia soluţiei nici de lungimea L a tubului, se repetă măsurătorile pentru alte valori ale concentraţiei şi lungimii tubului.

Cunoscînd valoarea $[\alpha]$ pentru zahăr şi determinînd unghiul de rotire α pentru o soluţie de zahăr, de concentraţie necunoscută, se va determina concentraţia C a soluţiei de zahăr utilizînd formula (3). Pentru ca rezultatele măsurătorilor să fie precise se folosesc soluţii nu prea concentrate (sau tuburi nu prea lungi) deoarece în caz contrar apare o difuzie puternică a radiaţiilor iar limita de separaţie a celor două plaje devine neclară.

XX. ROTIREA MAGNETICA A PLANULUI DE POLARIZARE (EFECTUL FARADAY)

A. Scopul lucrării: Studiul fenomenului de rotire a planului de polarizare a radiaţiilor optice. Determinarea constantei lui Verdet.

B. Materiale şi dispozitive necesare: polarimetru, lampă cu vapori de sodiu, bobină pentru producerea cîmpului magnetic, baterie de acumulatori de 110 V, conductori electrici, ampermetru (0-15 A), reostat (20Ω, 15 A), întrerupător, α-bromnaftalen.

C. Principiul fizic al lucrării

În anul 1846 Faraday a arătat că unele substanţe izotrope dacă sînt introduse în cîmp magnetic constant rotesc planul de polarizare al unei unde plane monocromatice care se propagă pe direcţia inducţiei magnetice a cîmpului. Experimental s-a constatat că unghiul de rotire al planului de polarizare poate fi exprimat prin formula:

$$\varphi = V.L.H. \qquad (1)$$

în care L este lungimea drumului parcurs de fasciculul de lumină în substanţă, H intensitatea cîmpului magnetic (valoarea medie) iar V este o constantă care exprimă capacitatea substanţei de a deveni optic activă sub acţiunea cîmpului magnetic. Formula (1) este cunoscută sub denumirea de formula lui Verdet iar V se numeşte constanta lui Verdet. Pentru substanţe lichide mărimea V se exprimă, convenţional, în minute de grad pe decimetru ori amper pe metru. Ţinînd seama de această convenţie şi de formula (1) rezultă că constanta lui Verdet este o mărime numeric egală cu unghiul de rotire al planului de polarizare, exprimat în minute, de

către un strat de substanță cu grosimea de 1 dm supusă acțiunii unui cîmp magnetic cu intensitatea de 1 A/m.

Mărimea V depinde de natura substanței, de temperatură și de lungimea de undă a radiației.

In conformitate cu formula (1), dacă se schimbă sensul intensității cîmpului magnetic se schimbă și sensul de rotire al planului de polarizare. Cîmpul magnetic poate fi realizat cu o bobină prin care circulă un curent electric continuu (fig.1). Pentru cele mai multe substanțe, sensul de rotire al planului de polarizare este același cu sensul curentului prin spirele bobinei.

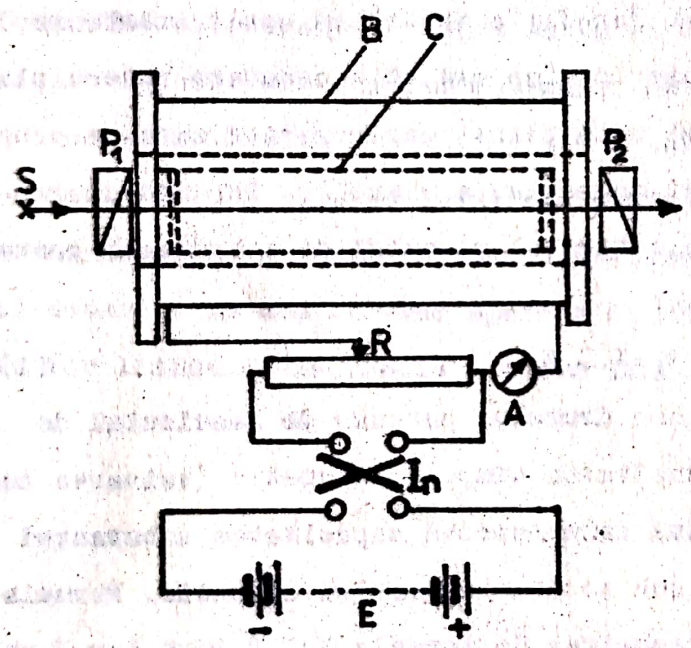


Fig.1

Acestea se numesc substanțe pozitive (ex. apa, sticla, CS_2). Unele materiale paramagnetice, cum sînt sărurile de fier sau de pămînturi rare, dau o rotație în sens invers. Ele sînt negative. Pentru ambele tipuri de substanțe unghiul de rotire este, în primă aproximație, invers proporțional cu pătratul lungimii de undă a radiației. In cazul corpurilor optic active, proprietatea lor naturală

de a roti planul de polarizare se combină cu proprietatea căpătată sub acţiunea cîmpului magnetic. Valorile constantei Verdet variază destul de mult de la o substanţă la alta dar sînt în general mici, astfel încît fenomenul de rotire magnetică a planului de polarizare la multe substanţe nu a putut fi încă pus în evidenţă. Sensul rotirii planului de polarizare nu depinde de sensul de propagare a radiaţiilor prin substanţă. De aceea dacă fasciculul de radiaţii străbate substanţa de mai multe ori în sensuri opuse, unghiul de rotire al planului de polarizare creşte proporţional cu numărul de treceri ale fasciculului de raze prin stratul de substanţă. Creşterea drumului străbătut de fasciculul de radiaţii în substanţă, se poate realiza prin reflexii succesive pe două oglinzi plane şi paralele situate una de o parte şi alta de cealaltă parte a stratului de substanţă.

Explicarea fenomenului Faraday, ca şi explicarea fenomenului de rotire naturală, se face admiţînd că la intrarea în substanţă, radiaţia liniar polarizată se descompune în două componente circular polarizate în sensuri contrare care se propagă pe aceeaşi direcţie dar cu viteze diferite (v. teoria lui Fresnel). Sub acţiunea cîmpului magnetic orientat paralel cu direcţia de propagare a radiaţiei are loc o orientare preferenţială a dipolilor electrici din sistemele atomice ale substanţei. In consecinţă, substanţa devine optic activă avînd doi indici de refracţie diferiţi pentru cele două componente circular polarizate. De aceea cele două componente se propagă în substanţă cu viteze diferite iar la ieşirea din substanţă între ele există o anumită diferenţă de fază. Prin compunerea lor se obţine o undă liniar polarizată cu planul de polarizare rotit faţă de planul de polarizare al radiaţiei incidente.

D. Modul de lucru

In această lucrare se va studia efectul Faraday pentru una din substanţele lichide: α-monobromnaftalen, nitrobenzen sau sulfură de carbon. Rotirea planului de polarizare se va măsura cu ajutorul polarimetrului Laurent descris în lucrarea precedentă. Schema de principiu a dispozitivului experimental este prezentată în fig.1 în care S este sursa de radiaţii monocromatice (lampa cu vapori de sodiu), P_1 şi P_2 sînt, respectiv, polarizorul şi analizorul polarimetrului, C - tubul polarimetric cu substanţa de studiat, B - bobina pentru producerea cîmpului magnetic, E - sursa de alimentare de 110 V c.c. (baterie de acumulatori), R -reostat, A - ampermetru, I_1- întrerupător (inversor).

Tubul polarimetric se umple cu lichidul de studiat şi se introduce în interiorul bobinei. Se pune în funcţiune lampa cu vapori de sodiu şi se lasă 10-15 minute pentru a intra în regim normal de funcţionare. Prin rotirea monturii ocularului se obţine imaginea clară a celor două plaje ale cîmpului lunetei. Rotind analizorul se obţine iluminarea uniformă a cîmpului vizual în poziţia de penumbră (sensibilitate maximă). Atît timp cît prin înfăşurarea bobinei nu trece curent electric, privind prin ocular constatăm că cîmpul lunetei rămîne uniform iluminat. In această situaţie se citeşte poziţia iniţială a analizorului pe vernierul din stînga (φ_i^s) şi pe cel din dreapta (φ_i^d) (în grade şi minute) folosind cele două lupe din dreptul vernierelor. (precizia vernierelor este de $0,05^0=3'$). Făcînd media aritmetică a celor două citiri se determină poziţia iniţială a analizorului:

$$\varphi_i = \frac{\varphi_i^s + \varphi_i^d}{2} \quad \text{(grade şi minute).} \qquad (2)$$

Se conectează apoi bobina la reţeaua de 110 V c.c. şi se

reglează reostatul în trepte astfel încît intensitatea curentului indicată de ampermetru să fie cuprinsă în intervalul 5–12 A.

Se recomandă să nu se depășească intensitatea de 12 A pentru a nu se distruge izolația electrică prin încălzirea puternică a spirelor bobinei.

Pentru schimbarea sensului curentului se folosește un inversor sau se răsucește cu 180^0, ștecherul cordonului de alimentare al bobinei. Cînd prin bobină circulă curent electric, iluminările celor două porțiuni ale cîmpului lunetei se modifică indicînd faptul că planul de polarizare a radiațiilor a fost rotit cu un anumit unghi. Rotind analizorul în sensul rotirii planului de polarizare, se compensează diferența de iluminare stabilind din nou iluminarea uniformă a celor două porțiuni ale cîmpului lunetei. In această situație se face din nou citirea pe vernierul din stînga (φ^s) și pe cel din dreapta (φ^d) și se calculează poziția exactă a analizorului făcînd media aritmetică a celor două citiri:

$$\varphi' = \frac{\varphi^s + \varphi^d}{2} \quad \text{(grade și minute)} \qquad (3)$$

Făcînd diferența unghiurilor (2) și (3) se determină unghiul de rotire al planului de polarizare (în minute):

$$\varphi = \varphi' - \varphi_i . \qquad (4)$$

Măsurătorile se efectuează pentru valori ale intensității curentului apropiate de 5,7,9 și 11 amperi pentru ambele sensuri de circulație ale curentului. Deoarece intensitatea cîmpului magnetic este direct proporțională cu intensitatea curentului care circulă prin spirele bobinei (H=CI), formula (1) se poate scrie sub forma:

$$\varphi = C.V.L.I. \qquad (5)$$

unde C este o constantă a bobinei. Formula (5) arată că unghiul de rotire al planului de polarizare este direct proporțional cu inten-

sitatea curentului care circulă prin spirele bobinei. Măsurînd unghiurile de rotire φ pentru diferite valori ale intensității curentului I și reprezentînd grafic rezultatele se obține o dependență liniară (fig.2).

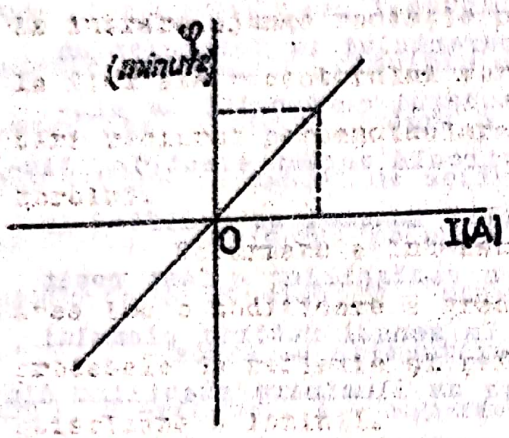


Fig.2

După cum rezultă din formula (5), panta dreptei este dată de relația:

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta I} = C.V.L. \qquad (6)$$

Pentru bobina utilizată în laborator, constanta de etalonare $C = \frac{H}{I}$, în sistemul internațional de unități, are valoarea:

$$C=7957,7\ m^{-1}. \qquad (7)$$

Cunoscînd mărimile C și L, din panta dreptei (fig.2) se determină mărimea V.

E. Tabel cu date experimentale

Substanța ....

Nr. det.	$\frac{I}{(A)}$	φ_i (min)	φ' (min.)	φ (min.)	L (cm)	$\frac{\Delta\varphi}{\Delta I}(\frac{min}{A})$	V $\frac{min}{dm.A/m}$
1							
2							
3							
.							
.							
.							

XXI. STUDIUL POLARIZARII LUMINII PRIN REFLEXIE SI REFRACTIE. VERIFICAREA LEGII LUI MALUS

A. Scopul lucrării: Stabilirea simetriei axiale a radiaţiilor naturale. Verificarea legii lui Malus. Studierea modului de variaţie al gradului de polarizare cu unghiul de incidenţă. Determinarea pe cale grafică a valorii unghiului Brewster.

B. Dispozitive şi materiale necesare

Instalaţie pentru măsurarea gradului de polarizare, lame cu feţe plan paralele.

C. Principiul fizic al lucrării metodei

Sursele de lumină sînt formate dintr-un număr foarte mare de sisteme atomice (atomi, molecule, ioni atomici sau moleculari), care printr-un mijloc oarecare sînt aduse în situaţia de a emite radiaţii electromagnetice din domeniul optic.

Procesele de emisie ale sistemelor atomice sînt de durată finită şi sînt guvernate de legităţi statistice. In consecinţă undele electromagnetice emise într-un proces de emisie individual sînt finite în spaţiu şi timp; sînt numite grupuri de undă.

Grupurile de undă se propagă în spaţiul din jurul sursei formînd fasciculul emis de sursă. Intrucît, într-un punct oarecare din spaţiu, la un moment dat, acţionează un număr foarte mare de grupuri de undă ce au diverse orientări ale vectorului intensitate de cîmp electric, vectorul intensitate de cîmp electric rezultant variază astfel încît, valoarea medie în timp a pătratului intensităţii lui este aceeaşi pe orice direcţie perpendiculară la direcţia de propagare; cîmpul are simetrie axială.

Undele electromagnetice (deci şi cele din domeniul optic)

sînt <u>unde transversale</u> (oscilaţiile vectorilor $\vec{E}$ intensitate de cîmp electric şi $\vec{B}$ - inducţie magnetică se efectuează într-un plan perpendicular pe direcţia de propagare). In aceste condiţii orientarea vectorului intensitate de cîmp electric poate fi caracterizată relativ la o direcţie fixă din planul perpendicular pe direcţia de propagare. Unghiul $\alpha \in [0,2\pi]$ pe care îl formează vectorul intensitate de cîmp electric cu direcţia fixă se numeşte <u>azimut</u>.

Radiaţiile pentru care azimutul intensităţii cîmpului electric, în domeniul de definiţie $[0,2\pi]$, ia valori stabilite la întîmplare, cu aceeaşi probabilitate, se numesc <u>radiaţii nepolarizate</u>. O radiaţie nepolarizată este echivalentă cu două radiaţii necoerente (independente una de alta), liniar polarizate cu planele de vibraţie ortogonale.

Radiaţiile pentru care variaţia azimutului cîmpului electric poate fi exprimată printr-o anumită legitate se numesc <u>radiaţii total polarizate</u>.

Radiaţiile total polarizate pentru care azimutul este constant în timp (α=const.) se numesc <u>radiaţii liniar polarizate</u>.

Pentru radiaţiile liniar polarizate se defineşte <u>planul de vibraţie</u> (plan care conţine direcţia de propagare şi vectorul intensitate cîmp electric) şi <u>planul de polarizare</u> (plan ce conţine direcţia de propagare şi este perpendicular pe planul de vibraţie).

Radiaţiile a căror azimut variază periodic după legea $\alpha = \omega t$, unde ω este pulsaţia cîmpului electromagnetic, iar t timpul se numesc radiaţii total polarizate <u>eliptic</u> sau <u>circular</u>.

Radiaţiile pentru care, într-un punct de pe direcţia de propagare, vectorul intensitate cîmp electric (avînd originea în

acel punct) execută o mişcare circulară uniformă se numeşte <u>eliptic polarizată</u> dacă extremitatea vectorului descrie o elipsă şi <u>circular polarizată</u> dacă descrie un cerc.

Intre radiaţiile nepolarizate şi cele liniar polarizate există o gamă largă de radiaţii avînd azimutul variind după hazard, numite radiaţii <u>parţial polarizate</u>, caracterizate prin faptul că fluxul măsurat pe două direcţii reciproc perpendiculare şi perpendiculare pe direcţia de propagare are valori extreme (maximă ϕ_M şi minimă ϕ_m).

Radiaţiile parţial polarizate pot fi caracterizate printr-o mărime numită <u>grad de polarizare P</u>, definită prin relaţia:

$$P = \frac{\phi_M - \phi_m}{\phi_M + \phi_m} \qquad (1)$$

în care ϕ_M reprezintă valoarea maximă a fluxului iar ϕ_m valoarea minimă a fluxului în punctul în care exprimăm mărimea P.

Pentru radiaţiile nepolarizate $\phi_M = \phi_m$ deci P=0, pentru radiaţiile liniar polarizate $\phi_m = 0$ deci P=1. In cazul radiaţiilor parţial polarizate $0 \leq P < 1$.

După cum se ştie un <u>filtru de polarizare</u> (polaroid, prismă de polarizare) este un dispozitiv care lasă să treacă numai componenta cîmpului electric paralelă cu o direcţie numită direcţia de transmisie a polarizorului. In acest caz după un asemenea dispozitiv se obţine o radiaţie liniar polarizată avînd planul de vibraţie determinat de direcţia de propagare şi de direcţia de transmisie a filtrului de polarizare.

Valorile fluxului pe două direcţii reciproc perpendiculare pot fi obţinute prin orientarea direcţiei de transmisie a unui filtru de polarizare paralel cu aceste direcţii.

In cazul fasciculelor emise de sursele de lumină obişnuite (fascicule de lumină naturală, nepolarizată) un receptor, pre-

văzut cu un filtru de polarizare la intrare, măsoară același flux la rotirea direcției de transmisie a polarizorului în jurul direcției de propagare, ceea ce demonstrează simetria axială a luminii nepolarizate.

Dacă pe un receptor prevăzut cu un filtru de polarizare la intrare ajunge radiație parțial polarizată, indicațiile relativ la flux ale receptorului vor avea valori extreme pentru două orientări reciproc perpendiculare ale direcției de transmisie a polarizorului.

Ca urmare a interacțiunii radiațiilor cu substanța poate avea loc o modificare a gradului de polarizare. In particular în procesele de reflexie și refracție se poate modifica gradul de polarizare a luminii.

Componentele intensității cîmpului electric reflectat E_{rn}, normală la planul de incidență și E_{rp} paralelă cu planul de incidență sînt legate de componentele intensității cîmpului electric incident: E_{in}, normală la planul de incidență și E_{ip} paralelă la planul de incidență, prin relațiile lui Fresnel:

$$E_{rn} = \rho_n \cdot E_{in}$$
$$E_{rp} = \rho_p \cdot E_{ip} \qquad (2)$$

în care coeficienții lui Fresnel ρ_n și ρ_p pot fi exprimați în cazul suprafeței de separație între două medii transparente în funcție de unghiurile de incidență (i_1) și de refracție (i_2) prin relațiile:

$$\rho_n = -\frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}$$
$$\rho_p = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)} \qquad (3)$$

După cum rezultă din relațiile (2) și (3), cu excepția cazului cînd $i_1 = i_2$ (cînd ρ_n se poate anula), pentru orice unghi de in-

cidență $i_1 \neq 0$ există componentă a cîmpului electric reflectat normală la planul de incidență. Coeficientul de reflexie $-\rho_p-$ pentru componentele cîmpului electric conținute în planul de incidență, se anulează pentru:

$$i_1+i_2=\frac{\pi}{2} \quad \text{cînd} \quad tg(i_1+i_2)=\pm\infty \qquad (4)$$

Unghiul de incidență i_1 care satisface relația (4) se numește unghi Brewster. Relația (4) și legea refracției în punctul de incidență ($n_1 \sin i_1=n_2 \sin i_2$) permit stabilirea valorii unghiului Brewster:

$$tg\, i_{1B}=\frac{n_2}{n_1} \qquad (5)$$

Chiar dacă radiația incidentă este nepolarizată, radiația reflectată la unghi Brewster este total polarizată avînd vectorul intensitate cîmp electric orientat perpendicular la planul de incidență ($E'_{ip}=0$, deoarece $\rho_p=0$).

La incidență Brewster (fig.1) unghiul dintre raza reflectată și raza refractată este $\frac{\pi}{2}$, radiația reflectată este total polarizată, avînd planul de vibrație perpendicular la planul de incidență, iar radiația transmisă este parțial polarizată.

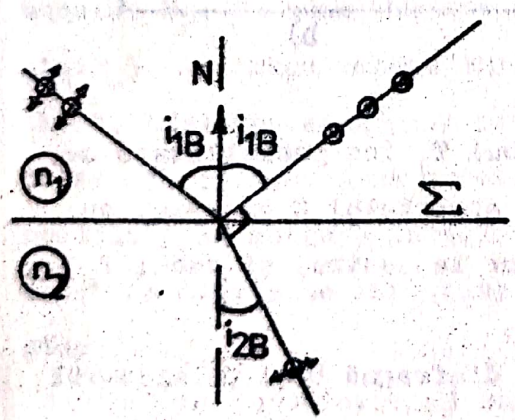


Fig.1

Dacă radiația de la o sursă ajunge la receptorul prevăzut cu un filtru de polarizare (numit analizor), fluxul măsurat de receptor poate fi exprimat prin legea lui Malus:

$$\Phi_A=\Phi_p \cos^2\theta \qquad (6)$$

în care θ este unghiul format de direcţiile de transmisie ale celor două filtre de polarizare.

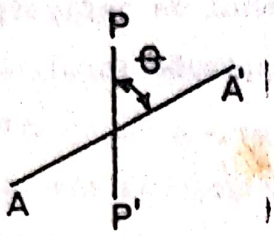


Fig.2

In fig.2 PP' este direcţia de transmisie a polarizorului, iar AA' este direcţia de transmisie a analizorului.

D. Modul de lucru

Instalaţia utilizată în laboratorul nostru pentru măsurarea gradului de polarizare a luminii are următoarele părţi componente: (fig.3)

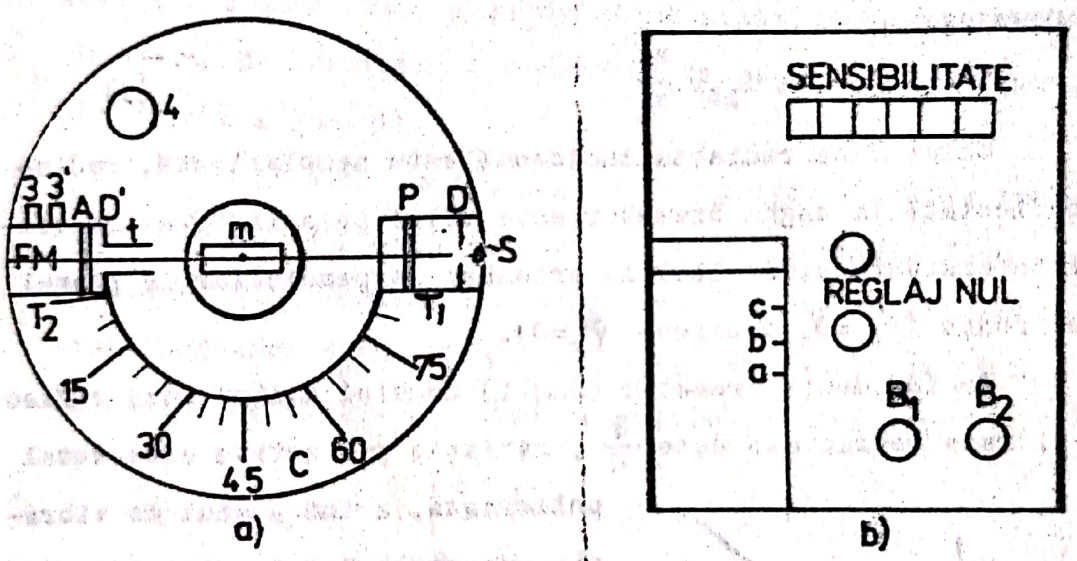


Fig.3

Pe o masă circulară M este montat tubul T_1 (cu posibilitate de rotire pe un cerc centrat în centrul suportului C prevăzut cu diviziuni pentru măsurarea unghiurilor la centru) şi tubul T_2 fix.

Tubul T_1 conţine sursa S, o diafragmă D şi polarizorul P montat la capătul tubului.

In tubul T_2, tubul de plastic t (montat pentru eliminarea luminii parazite) şi diafragma D' lasă lumina de la sursa S să ajungă la analizorul A, care poate fi rotit în jurul direcţiei

de propagare cu un sistem mecanic acţionat de la butonul 4. În acelaşi tub se găseşte fotomultiplicatorul FM. Accesul razelor de lumină pe catodul fotomultiplicatorului este oprit în poziţia 3' a manetei 3.

În circuitul exterior al fotomultiplicatorului se găseşte un bloc care asigură pe de o parte redresarea curentului, iar pe de altă parte amplificarea şi înregistrarea semnalului obţinut de la fotomultiplicator.

Se verifică dacă maneta 3 este în poziţia 3'. Se conectează blocul redresor-amplificator, înregistrator la reţea la 220 V. Butoanele B_1 şi B_2 se trec pe poziţia deschis. Se alege treapta 1 pentru sensibilitate. Se reglează nulul aparatului punînd maneta înregistratorului pe poziţia b iar maneta 3 în poziţia închis 3'. Butoanele pentru reglajul brut şi fin al nulului permit aducerea peniţei înregistratoare pe una din liniile hîrtiei. Reglarea nulului se verifică înaintea fiecărei înregistrări.

Se scoate polarizorul P. Se aduce tubul T_1 în prelungirea tubului T_2. Se aduce maneta de obturare a amplificatorului în poziţia 3. Se trece maneta înregistratorului din poziţia a în poziţia b. Dacă semnalul este prea mic se poate trece pe treapta a 2-a de densibilitate. Cînd maneta de la înregistrator este fixată pe poziţia c se asigură înregistrarea semnalului de la fotomultiplicator pe hîrtia de înregistrat care se deplasează cu viteză constantă.

Se înregistrează semnalul obţinut la rotirea analizorului, prin apăsare continuă pe butonul 4, care acţionează un motoraş ce antrenează analizorul în mişcare circulară, printr-un sistem de roţi dinţate.

Se introduce polarizorul P în tubul T_1, rotindu-l pînă

cînd, pentru o poziţie fixată a analizorului A, obţinem o indicaţie maximă a peniţei înregistratorului. Se înregistrează semnalul la o rotire completă a analizorului.

Acest grup de determinări permite concluzii referitoare la simetria axială a radiaţiilor naturale pe de o parte şi verificarea legii lui Malus pe de altă parte. Pentru verificarea legii lui Malus se va reprezenta grafic funcţia $\cos^2\theta$ cu $\theta \in (0, \pi)$ şi se va compara cu graficul obţinut în prezenţa polarizorului P în sistem.

In scopul studierii polarizării luminii prin reflexie se procedează în felul următor:

- Se alege o direcţie pentru T_1.

Se pune maneta 3 în poziţia deschis şi maneta înregistratorului în poziţia b. Se introduce pe suportul m (aflat în centrul lui C) o lamă cu feţe plan paralele. Se roteşte suportul m (cu lama) pînă cînd aparatul de măsură indică semnal maxim. In această poziţie normala la lamă este bisectoarea unghiului dintre T_1 şi T_2; jumătatea unghiului dintre T_1 şi T_2 reprezintă unghiul de incidenţă.

Se trece maneta înregistratorului în poziţia c şi se efectuează înregistrarea pentru o rotaţie completă a lui A.

Se repetă măsurătorile pentru unghiuri de incidenţă din domeniul $i \in (0, \frac{\pi}{2})$ din 10 în 10 grade.

Se măsoară pentru fiecare înregistrare ϕ_M şi ϕ_m şi se calculează gradul de polarizare P. Se reprezintă grafic gradul de polarizare în funcţie de unghiul de incidenţă.

B. Tabel cu date experimentale

i_1	ϕ_M	ϕ_m	P
30^0			
40^0			
50^0			
60^0			
70^0			
80^0			

Scanned with OKEN Scanner

XXII. DETERMINAREA STARII DE POLARIZARE A RADIATIILOR OPTICE

A. Scopul lucrării: Determinarea stării de polarizare a radiaţiilor optice

B. Dispozitive şi materiale necesare: sursă de lumină albă, lampă cu descărcare în vapori de sodiu alimentată prin drosel, două filtre de polarizare, compensator Babinet, lamă anizotropă.

C. Principiul fizic al metodei

In lucrarea intitulată "Studiul polarizării prin reflexie şi refracţie" radiaţiile au fost clasificate în nepolarizate (naturale), partial polarizate şi total polarizate (liniar, eliptic circular).

Sursele obişnuite emit radiaţii nepolarizate. Radiaţiile parţial polarizate pot fi obţinute în procesele de reflexie, refracţie sau difuzie.

Radiaţiile reflectate sub unghi Brewster, radiaţiile care străbat straturi de substanţă dicroică pe distanţe suficient de mari sînt liniar polarizate, fiind caracterizate prin azimut constant (prin direcţie de acţiune a cîmpului electric fixat în spaţiu).

In timpul propagării prin medii anizotrope starea de polarizare a radiaţiilor se poate schimba; radiaţii liniar polarizate pot deveni eliptic sau circular polarizate.

Intr-un mediu anizotrop viteza de propagare (a suprafeţelor de fază constantă) a radiaţiilor depinde de direcţia de propagare şi de starea lor de polarizare. Un mediu anizotrop poate fi raportat la un sistem de axe rectangulare "principale" (aobc),

în care tensorul polarizabilităţii electrice are cel mult trei componente $\varepsilon_{ra}=n_a^2$; $\varepsilon_{rb}=n_b^2$; $\varepsilon_{rc}=n_c^2$.

In cazul mediilor anizotrope uniax, în care:

$$\varepsilon_{ra}=\varepsilon_{rb}=\varepsilon_{ro}=n_o^2$$
$$\varepsilon_{rc}=\varepsilon_{re}=n_e^2 \qquad (1)$$

există o direcţie în care radiaţiile se propagă cu aceeaşi viteză, indiferent de starea lor de polarizare, numită <u>axa optică</u>
Axa optică coincide cu axa de simetrie de ordin maxim.

In particular, dacă o radiaţie se propagă paralel cu una din axele principale ale unui mediu anizotrop, celelalte două axe principale coincid cu <u>direcţiile de polarizare de bază</u> (radiaţiile liniar polarizate având direcţia de acţiune a cîmpului electric paralelă cu o direcţie de polarizare de bază nu-şi schimbă starea de polarizare în decursul propagării prin mediul anizotrop). Direcţiile de polarizare de bază sînt reciproc perpendiculare şi perpendiculare la direcţia de propagare.

Se poate considera că, la intrarea într-un mediu anizotrop o radiaţie liniar polarizată se descompune în două componente coerente, liniar polarizate după direcţiile de polarizare de bază. In funcţie de diferenţa de drum Δ introdusă de mediul anizotrop între aceste două componente, starea de polarizare a radiaţiei se poate modifica sau nu.

Să presupunem că într-un mediu anizotrop uniax direcţia de propagare a unei radiaţii liniar polarizate coincide cu axa principală ob. Axele principale oa şi oc coincid, în acest caz, cu direcţiile de polarizare de bază ale razelor <u>ordinare</u> respectiv <u>extraordinare</u>.

Dacă notăm cu $\vec{E}(\vec{R},t)$ vectorul intensitate de cîmp electric

în unda incidentă şi cu α azimutul lui, componentele acestui vector pe direcţiile de polarizare de bază sînt (vezi fig.1)

$$E_0 = E \sin\alpha$$
$$E_e = E \cos\alpha \qquad (2)$$

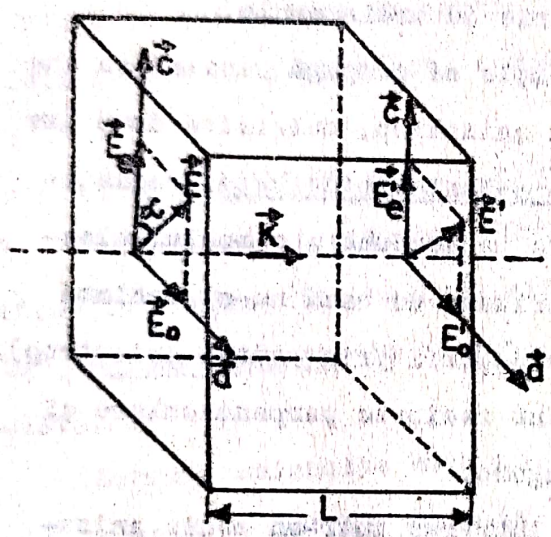


Fig.1

Dacă unda electromagnetică străbate mediul anizotrop pe o distanţă L, măsurată pe direcţia de propagare între cele două componente apare o diferenţă de fază $\Delta\psi$ exprimată prin:

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_e - n_0)L \qquad (3)$$

La ieşirea din mediul anizotrop componentele intensităţii cîmpului electric pot fi redate prin relaţiile:

$$E'_e = E_e \cos\omega t = E\cos\alpha\cos\omega t$$
$$E'_0 = E_0\cos(\omega t + \Delta\psi) = E\sin\alpha\cos(\omega t + \Delta\psi) \qquad (4)$$

Utilizînd (2) şi eliminînd timpul din relaţiile (4) se obţine:

$$\left(\frac{E'_e}{E_e}\right)^2 + \left(\frac{E'_0}{E_0}\right)^2 - 2\frac{E'_e E'_0}{E_e E_0}\cos\Delta\psi = \sin^2\Delta\psi \qquad (5)$$

relaţia de legătură între componentele E'_0 şi E'_e la ieşirea din mediul anizotrop uniax, care indică faptul că vectorul intensitate de cîmp electric rezultat din compunerea acestora:

$$\vec{E}' = \vec{E}'_0 + \vec{E}'_e \qquad (6)$$

avînd originea într-un punct de pe direcţia de propagare, descrie o mişcare de rotaţie uniformă cu viteză unghiulară egală cu pulsaţia radiaţiei incidente, sprijinindu-şi tot timpul extremitatea pe elipsa de polarizare, de ecuaţie (5).

Pentru o valoare oarecare a diferenţei de fază $\Delta\Psi$ între cele două componente reciproc perpendiculare elipsa nu este, în general, raportată la axele principale de coordonate.

a) Dacă $\Delta\Psi = K\pi$; $\sin\Delta\Psi = 0$, $\cos\Delta\Psi = \pm 1$ ecuaţia (5) devine ecuaţia unei drepte

$$E'_e = \mp\frac{E_e}{E_0} E'_0 = \mp \operatorname{ctg}\alpha E'_0 \qquad (5')$$

In punctele din mediul anizotrop, în care diferenţa de fază între componentele reciproc perpendiculare este un număr întreg de π, radiaţia rămîne liniar polarizată, avînd azimut $\pm\alpha$.

b) Dacă $\Delta\Psi = (2K+1)\frac{\pi}{2}$; $\sin\Delta\Psi = \pm 1$, $\cos\Delta\Psi = 0$ şi ecuaţia (5) devine:

$$\left(\frac{E'_e}{E_e}\right)^2 + \left(\frac{E'_0}{E_0}\right)^2 - 1 = 0 \qquad (5'')$$

In punctele din mediul anizotrop, în care diferenţa de fază între componentele reciproc perpendiculare este un număr impar de $\frac{\pi}{2}$, radiaţiile devin eliptic polarizate cu elipsa de polarizare raportată la direcţiile de polarizare de bază, sau circular polarizate dacă azimutul α este egal cu $\frac{\pi}{4}$ ($E_e = E_0$).

Acest mod de a obţine radiaţii total polarizate prin com-

punerea a două cîmpuri electrice coerente cu direcţii de acţiune reciproc perpendiculare, ne sugerează şi afirmaţiile inverse:

- O radiaţie nepolarizată poate fi descompusă în două componente necoerente, avînd direcţiile de acţiune ale cîmpului electric reciproc perpendiculare.

- O radiaţie total polarizată liniar poate fi descompusă în două componente coerente defazate cu $K\pi$ cu direcţiile de acţiune ale intensităţii de cîmp electric reciproc perpendiculare.

- O radiaţie total polarizată circular poate fi descompusă în două componente coerente, egale, defazate cu $(2K+1)\frac{\pi}{2}$, avînd direcţii de acţiune ale intensităţii de cîmp electric reciproc perpendiculare.

- Radiaţiile eliptic polarizate pot fi descompuse în două radiaţii liniar polarizate cu direcţii de acţiune ale intensităţilor de cîmp electric reciproc perpendiculare, defazate între ele cu $K\pi < \Delta\Psi \leq (2K+1)\frac{\pi}{2}$

Radiaţiile parţial polarizate pot fi privite ca fiind un amestec de radiaţii liniar polarizate cu radiaţii nepolarizate, deci ca fiind radiaţii parţial coerente.

Radiaţiile liniar polarizate pot fi obţinute utilizînd dispozitive numite <u>polaroizi</u> sau <u>filtre de polarizare</u>, capabile să selecteze cîmpurile electrice care acţionează după o direcţie fixă din spaţiu, numită <u>direcţie de transmisie a filtrului de polarizare</u>.

Un filtru de polarizare numit <u>analizor</u> ne permite punerea în evidenţă a radiaţiilor liniar polarizate, deoarece atunci cînd direcţia de transmisie a analizorului este perpendiculară pe direcţia de acţiune a intensităţii de cîmp electric, densitatea de flux după analizor este nulă, iar cînd direcţia de transmisie a

analizorului devine paralelă cu direcţia de acţiune a intensităţii de cîmp electric densitatea de flux devine maximă.

Descriem mai jos un mod de determinare a stării de polarizare a radiaţiilor:

A. Dacă la rotirea filtrului de polarizare în jurul direcţiei de propagare a radiaţiilor densitatea de flux variază de la valoarea $\varphi_m=0$ la o valoare maximă φ_M, decidem că radiaţia incidentă pe analizor este <u>liniar polarizată</u>.

B. Privind la sursa de lumină printr-un filtru de polarizare (analizor), dacă la rotirea acestuia în jurul direcţiei de propagare a radiaţiilor, nu obţinem modificări în densitatea de flux, decidem că radiaţiile emise de sursă sînt sau <u>nepolarizate</u> sau <u>circular polarizate</u>. Dacă între sursă şi analizor introducem o lamă sfert de lungime de undă (perpendicular la direcţia de propagare a radiaţiilor) şi o rotim în jurul direcţiei de propagare, nu obţinem modificări ale densităţii de flux după analizor atunci cînd radiaţia este nepolarizată şi obţinem modificări ale densităţii de flux între zero şi o valoare maximă dacă radiaţia incidentă pe lamă este circular polarizată.

C. Atunci cînd, la rotirea analizorului în jurul direcţiei de propagare a radiaţiilor, densitatea de flux după analizor variază astfel încît se obţin valori maxime şi valori minime $\varphi_m\neq 0$, putem decide că radiaţia este <u>polarizată eliptic</u> sau este <u>partial polarizată</u>.

Radiaţia eliptic polarizată poate fi descompusă în două componente liniar polarizate, defazate cu $(2K+1)\frac{\pi}{2}$, cu direcţii de acţiune ale intensităţii cîmpului electric reciproc perpendiculare, dacă axele principale ale mediului anizotrop sînt paralele cu semiaxele elipsei de polarizare. Dacă, la propagarea prin

mediul anizotrop raspunzător de această descompunere, între cele două componente apare o diferență de drum suplimentar de $\frac{\lambda}{2}$ radiația este transformată în total polarizată liniar.

Obținerea unor radiații liniar polarizate cu o lamă sfert de lungime de undă, avînd axele principale paralele la semiaxele elipsei de polarizare este o dovadă că radiațiile incidente pe lamă sînt eliptic polarizate.

Radiațiile parțial polarizate, din cauza existenței componentei nepolarizate, nu pot fi transformate niciodată în radiații total polarizate liniar.

Dispozitivul capabil să introducă diferența de drum suplimentare variabile între două intensități de cîmp electric cu direcții de acțiune reciproc perpendiculare este compensatorul Babinet al cărui principiu de funcționare este redat în fig.2.

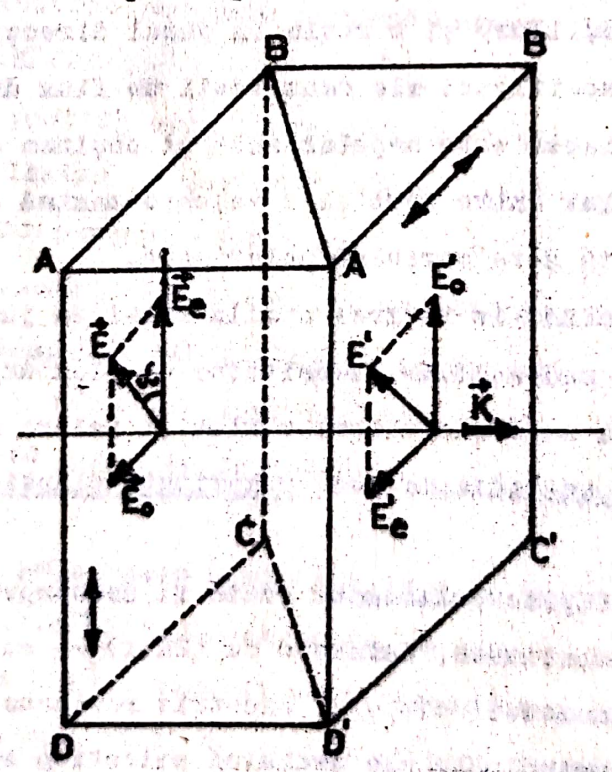


Fig.2

Compensatorul Babinet este alcătuit din două prisme din cuarț alăturate care formează o lamă cu fețe plan paralele. Cele două prisme au axele optice orientate pe direcții reciproc perpendiculare și perpendiculare la direcția de propagare a radiațiilor. Compensatorul este astfel construit și utilizat încît radiațiile străbat mediul anizotrop pe direcția unei axe principale. La intrarea în prima prismă o radiație liniar polarizată se descompune în două componente: una ordinară avînd direcția de acțiune a cîmpului electric perpendiculară la axa optică a prismei și una extraordinară cu direcția de acțiune a intensității cîmpului electric paralelă la axa optică. În a doua prismă, axa optică este orientată perpendicularla axa optică a primeiprisme,de aceea raza ordinară din prismă devine extraordinară în cea de a doua prismă, iar cea extraordinară devine ordinară.

Cele două prisme din care este alcătuit compensatorul sînt fixate într-o montură care poate fi deplasată cu un șurub micrometric. Una din marginile laterale ale părții fixe a montur ii este gradată în diviziuni de la 0 la 80. Pe partea mobilă a monturii se găsește un reper. Dacă reperul se află la diviziunea 40 paralelipipedul format din din cele două prisme este străbătut de radiația analizată prin mijlocul lui, prin grosimi egale ale stratului anizotrop în cele dpuă prisme ($h_1=h_2$).

Dacă grosimile celor două prisme la nivelul unui fascicul îngust sînt h_1 și h_2, cele două radiații liniar polarizate cu direcții de acțiune reciproc perpendiculare sînt defazate la ieșirea din compensatorul Babinet cu:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_e - n_0)(h_1 - h_2) \qquad (7)$$

Relaţia (7) ne arată că diferenţa de fază $\Delta\Psi$ între cele două componente poate lua valori foarte diferite, în funcţie de diferenţa (h_1-h_2).

In funcţie de regiunea prin care radiaţiile optice liniar polarizate străbat compensatorul Babinet, deci de diferenţa h_1-h_2 şi de azimutul radiaţiei liniar polarizate incidente se pot obţine, la ieşirea din compensator, radiaţii total polarizate liniar, eliptic sau circular.

D. Modul de lucru

I. Se organizează un experiment în care pe bancul optic există o lampă cu descărcare în vapori de sodiu, compensatorul Babinet (CB) şi un analizor (A). Se roteşte CB şi se constată că în tot timpul, privind prin analizor, densitatea de flux este aceeaşi. Radiaţia emisă de lampa de sodiu este nepolarizată.

II. Pe bancul optic se montează o sursă (lampă cu vapori de sodiu), un polarizor P, CB şi un analizor A. Radiaţia incidentă pe CB este acum liniar polarizată, avînd direcţia de acţiune a intensităţii cîmpului electric paralelă cu direcţia de transmisie a polarizorului. La ieşirea din CB, în diverse regiuni ale compensatorului, radiaţia este liniar polarizată cu azimutul $\pm\alpha$, eliptic sau circular polarizată.

Dacă iniţial polarizorul şi analizorul erau în cruce, la introducerea compensatorului între P şi A, dacă realizăm, prin rotirea lui CB, orientarea direcţiei de transmisie a lui P la 45^0 faţă de axele optice ale compensatorului CB, regiunile de pe suprafaţa lui CB corespunzătoare unor diferenţe de fază $\Delta\Psi=2K\pi$ ... pentru care radiaţia rămîne liniar polarizată cu păstrarea azimutului, se văd prin analizor întunecate (sînt regiunile cu densi-

tate de flux nulă $\varphi_m=0$).

Regiunile corespunzătoare introducerii unei diferenţe de fază $\Delta\psi=(2K+1)\pi$, deci modificării azimutului radiaţiei incidente în $-\alpha$, privite prin A apar de densitate de flux φ_M maximă, deoarece după CB radiaţiile au direcţia de acţiune a intensităţii cîmpului electric paralelă la direcţia de transmisie a lui A.

La mijlocul distanţei dintre franjele întunecate ($\varphi_m=0$) şi cele luminoase (φ_M) la ieşirea din CB, orientat cu axele optice la 45^0 faţă de direcţia de transmisie a lui P, radiaţiile sînt circular polarizate, deoarece aceste regiuni corespund lui $\Delta\psi=(2K+1)\frac{\pi}{2}$ şi azimutului egal cu $\frac{\pi}{4}$.

Iluminînd sistemul P, CB şi A, cu P şi A în cruce, cu lumină albă se aduce franja centrală neagră între firele reticulare ale CB. Se etalonează compensatorul folosind lampa cu descărcare în vapori de sodiu, notîndu-se diviziunile la care apar franjele întunecate în funcţie de ordinul K al lor. Reprezentînd grafic diviziunile în funcţie de ordinul franjelor K, se obţine o dreaptă.

III. Se îndreaptă către compensatorul Babinet radiaţia provenind de la o lampă cu vapori de sodiu reflectată pe o lamă de sticlă, la unghi de incidenţă diferit de unghiul Brewster.

Rotind CB în jurul direcţiei de propagare se observă că după analizorul A obţinem franje caracterizate prin densităţi de flux maxime şi minime, cu minime diferite de nero. Oricare ar fi poziţia lui CB relativ la A, minimele nu devin niciodată nule din cauza apartului componentei nepolarizate din radiaţia parţial polarizată.

Dacă unghiul de incidenţă al radiaţiei pe lama de sticlă devine egal cu unghiul Brewster, minimele de densitate de flux φ_m devin nule, dovadă că radiaţia reflectată la unghi Brewster este liniar polarizată.

IV. Pe bancul optic se găsesc sursa de lumină monocromatică, P, CB, A. Se orientează P şi A în cruce. Intre P şi CB se introduce o lamă anizotropă oarecare, după care se obţin radiaţii eliptic polarizate cu elipsa de polarizare avînd o orientare oarecare.

Privind prin analizor şi rotind CB obţinem densitatea de flux nulă $\varphi_m=0$ în momentul cînd franja întunecată ajunge la diviziunea d de pe graficul de etalonare corespunzător unei diferenţe de drum $\frac{\lambda}{4}$. In acest loc radiaţia eliptic polarizată iniţială, avînd semiaxele elipsei de polarizare paralele cu axele optice ale CB este transformată, la ieşirea din CB într-o radiaţie liniar polarizată, avînd direcţia de acţiune a intensităţii de cîmp electric perpendiculară la direcţia de transmisie a lui A. Unghiul α dintre direcţia de transmisie a lui A şi una din axele optice ale CB determină excentricitatea elipsei de polarizare în radiaţia eliptic polarizată care se propagă în spaţiul dintre lama anizotropă şi CB.

XXIII. ACTIUNEA LAMELOR ANIZOTROPE CU FETE PLAN-PARALELE TAIATE PARALEL CU AXA OPTICA, ASUPRA FASCICULELOR DE RAZE PARALELE DE LUMINA ALBA

A. Scopul lucrării: Determinarea birefringenţei şi a dispersiei birefringenţei unei lame.

B. Dispozitive şi materiale necesare: banc optic cu suporturi pentru sursă, colimator, filtre de polarizare şi lamă anizotropă, spectroscop.

C. Principiul fizic al metodei

Ne propunem să determinăm factorul de transmisie spectral al unui sistem format din două filtre de polarizare între care se află o lamă anizotropă tăiată dintr-un cristal uniax paralel la axa optică şi orientată perpendicular la direcţia de propagare a unui fascicul de raze paralele de lumină albă echienergetic (energia transportată de fascicul este repartizată în mod egal pe componentele armonice),

Să presupunem că direcţia de propagare a fasciculului de raze paralele coincide cu axa ob a sistemului de axe principale ataşat mediului anizotrop (fig.1).

Fie α azimutul radiaţiei liniar polarizate incidente pe lamă, reprezentînd unghiul dintre direcţia de transmisie a polarizorului P şi axa optică oc a lamei cristaline. Să mai notăm cu β unghiul dintre direcţia de transmisie a analizorului A şi axa oc. Versorii axelor principale de coordonate au fost notaţi cu $(\vec{a}_o, \vec{b}_o, \vec{c}_o)$ iar versorii direcţiilor de transmisie ai filtrelor de polarizare P şi A cu $\vec{u}_p$ şi $\vec{u}_A$ respectiv.

In aceste condiţii vectorul intensitate de cîmp electric

în spațiul dintre polarizor și lama anizotropă poate fi exprimat prin relația:

$$\vec{E}_p = E_p \cdot \vec{u}_p \qquad (1)$$

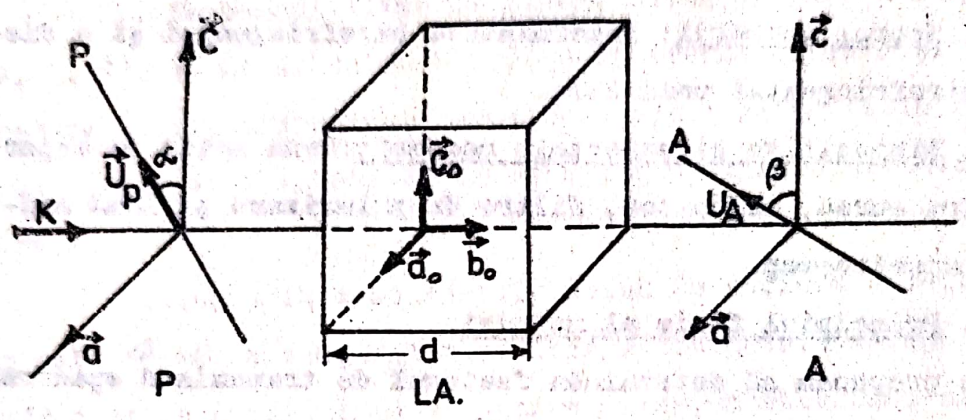


Fig.1

Putem considera că la intrarea în lama anizotropă LA vectorul intensitate cîmp electric se descompune în două componente reciproc perpendiculare cu direcțiile de acțiune paralele cu direcțiile principale oa și oc (am presupus că propagarea undelor electromagnetice se fac pe o direcție paralelă cu ob).

$$\vec{E}_a = E_p\,(\vec{u}_p \cdot \vec{a}_o)\,\vec{a}_o = E_p \sin\alpha \cdot \vec{a}_o$$

$$\vec{E}_c = E_p\,(\vec{u}_p \cdot \vec{c}_o)\,\vec{c}_o = E_p \cos\alpha\,\vec{c}_o \qquad (2)$$

Cele două componente se propagă în lama cristalină cu viteze diferite ale căror valori sînt determinate de valorile indicilor de refracție principali $n_a = n_o$ și $n_c = n_o$. La ieșirea din lamă, a cărei grosime, măsurată pe direcția de propagare este d, cele două componente liniar polarizate pot fi exprimate prin relațiile:

$$\vec{E}'_a = \vec{E}_a \, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_o \cdot d} = E_p \sin\alpha \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_o \cdot d} \cdot \vec{a}_o$$

$$\vec{E}'_c = \vec{E}_c \, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_e \cdot d} = E_p \cos\alpha \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_e \cdot d} \cdot \vec{c}_o \qquad (3)$$

Analizorul A lasă să treacă numai proiecţiile celor două componente pe direcţia lui de transmisie:

$$\vec{E}_{aA} = (\vec{E}'_a \cdot \vec{u}_A)\,\vec{u}_A = \vec{E}_p \sin\alpha \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_o d} (\vec{a}_o \cdot \vec{u}_A)\vec{u}_A$$

$$\vec{E}_{cA} = (\vec{E}'_c \cdot \vec{u}_A)\,\vec{u}_A = E_p \cos\alpha \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_e d} (\vec{c}_o \cdot \vec{u}_A)\vec{u}_A \qquad (4)$$

sau

$$\vec{E}_{aA} = E_p \sin\alpha \cdot \sin\beta \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_o d} \cdot \vec{u}_A$$

$$\vec{E}_{cA} = E_p \cos\alpha \cos\beta \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_e d} \cdot \vec{u}_A \qquad (4')$$

Vectorii $\vec{E}_{aA}$ şi $\vec{E}_{cA}$ sînt coliniari, după cum rezultă din relaţiile (4'); vectorul intensitate cîmp electric după analizor se obţine prin simpla însumare algebrică a acestora:

$$E = E_{aA} + E_{cA} \sin\alpha \cdot \sin\beta \, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_o d} +$$

$$+ E_p \cos\alpha \cdot \cos\beta \, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_e d} \qquad (5)$$

Densitatea de flux a fasciculului emergent poate fi calculată utilizînd relaţia:

$$\varphi_A = \frac{1}{c\mu_0} E E^* = \frac{1}{c\mu_0}\left(E_p \sin\alpha \sin\beta\, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 d} + \right.$$

$$\left. + E_p \cos\alpha \cos\beta\, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_e d}\right) \cdot \qquad (6)$$

$$\cdot\left(E_p^* \sin\alpha \sin\beta\, e^{i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 d} + E_p^* \cos\alpha\cos\beta\, e^{i\frac{2\pi}{\lambda_0} n_e d}\right)$$

Efectuînd înmulţirile şi notînd cu

$$\varphi_p = \frac{1}{c\mu_0} E_p E_p^* \qquad (7)$$

densitatea de flux la nivelul polarizorului P, se obţine:

$$\varphi_A = \varphi_p \left[\sin^2\alpha \sin^2\beta + \cos^2\alpha \cos^2\beta + \right. \qquad (8)$$

$$\left. + 2 \sin\alpha \sin\beta \cos\alpha \cos\beta \cos \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_e - n_0)d\right]$$

Să discutăm relaţia (8) pentru două cazuri particulare:

a) Filtrele de polarizare sînt în cruce $\alpha - \beta = \frac{\pi}{2}$ (au direcţiile de transmisie perpendiculare $(\vec{u_p} \perp \vec{u_A})$.

In cazul particular $\alpha = \frac{3\pi}{4}$ şi $\beta = \frac{\pi}{4}$ relaţia (8) devine:

$$\varphi_A = \frac{\varphi_p}{2}\left[1 - \cos\frac{2\pi}{\lambda_0}(n_e - n_0)d\right] \qquad (9)$$

φ_A este maxim pentru

$$\cos\frac{2\pi}{\lambda_0}(n_e - n_0)\, d = -1 \qquad (10)$$

sau

$$(n_e - n_0)d = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad m = 0,1,2,3,\ldots \qquad (11)$$

φ_A este minim şi egal cu zero, pentru

$$\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_e - n_o) d = +1 \qquad (12)$$

sau

$$(n_e - n_o)d = m \lambda_o \qquad m = 0,1,2,3,... \qquad (13)$$

Relaţiile 9-12 ne arată că radiaţiile avînd lungimi de undă pentru care este îndeplinită condiţia (13) sau:

$$\lambda_{e\ min} = \frac{(n_e - n_o)d}{m} \qquad m = 1,2,3,... \qquad (14)$$

(care la traversarea lamei anizotrope nu şi-au modificat starea de polarizare, avînd, la ieşirea din lamă, direcţia de vibraţie paralelă cu $\vec{u}_p$) sînt perpendiculare pe direcţia de transmisie $\vec{u}_A$ a analizorului şi nu trec prin sistem.

Radiaţiile avînd lungimi de undă

$$\lambda_{o\ M} = \frac{2(n_e - n_o)d}{2m + 1} \qquad m = 0,1,2,... \qquad (15)$$

rămîn liniar polarizate dar îşi schimbă azimutul în $(2\pi - \alpha)$ şi devin paralele la direcţia de transmisie a analizorului astfel încît în fasciculul emergent sînt prezente cu densitate de flux maximă.

b) Dacă filtrele de polarizare au direcţiile de transmisie paralele ($\alpha - \beta = 0$)(exemplu $\alpha = \frac{\pi}{4}$, $\beta = \frac{\pi}{4}$) în conformitate cu relaţia (7)

$$\varphi_A = \frac{\varphi_p}{2} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_o} (n_e - n_o) d \right] \qquad (16)$$

Relaţia (15) ne arată că în sistemul cu polaroizii în

paralel rezultatele sînt inverse celor obţinute cu polaroizii în cruce (în locul maximelor în spectru apar minime şi în locul minimelor apar maxime). Dacă radiaţia emergentă din sistemul polarizor, lamă anizotropă, analizor trece printr-un spectroscop , în spectrul obţinut se observă maxime şi minime.

D. Modul de lucru

Un banc optic conţinînd suporturi pentru sursa de lumină albă, aflată în faţa unui colimator C, polarizor P, lamă anizotropă LA şi analizor A se aşează în faţa fantei de intrare a unui spectroscop. Sistemul este iluminat cu un bec cu filament ce emite lumină albă. Lama anizotropă şi filtrele de polarizare sînt fixate în monturi care permit rotirea lor în jurul direcţiei de propagare a radiaţiilor.

Pentru măsurători cantitative se efectuează etalonarea spectroscopului, operaţie cunoscută din lucrarea VIII.

Se urmăreşte asigurarea coincidenţei axelor optice ale pieselor montate pe bancul optic şi axa optică a colimatorului spectroscopului. Se roteşte analizorul pînă cînd prin luneta spectroscopului se observă spectrul continuu al luminii albe. Rotind analizorul, cînd direcţia de transmisie a acestuia devine perpendiculară la direcţia de transmisie a polarizorului, spectrul dispare.

Se introduce, între polarizor şi analizor, lama anizotropă şi se roteşte în jurul direcţiei de propagare pînă cînd spectrul reapare şi este cel mai intens, dar brăzdat de minime de intensitate nulă (canaluri).

In această situaţie axele principale de coordonate ale lamei formează unghiuri de 45° cu direcţiile de transmisie ale polarizorului şi analizorului.

Canelurile succesive au ordine de interferenţă m succesive, descrescînd cu creşterea lungimii de undă.

Pentru două caneluri vecine putem face presupunerea că birefringenţa $(n_e - n_o)$ nu variază cu lungimea de undă astfel că pentru $\lambda_1 > \lambda_2$ putem scrie:

$$d(n_e - n_o) = m\,\lambda_1$$
$$d(n_e - n_o) = (m + 1)\,\lambda_2 \qquad (17)$$

relaţii din care poate fi determinat ordinul de interferenţă m:

$$m = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \qquad (18)$$

Lungimile de undă vor fi determinate din curba de etalonare a spectroscopului.

Cunoscînd ordinele de interferenţă m şi lungimile de undă corespunzătoare canelurilor se poate determina birefringenţa lamei în diverse domenii spectrale.

Se vor reprezenta grafic valorile birefringenţei în funcţie de lungimile de undă, corectîndu-se dispersia birefringenţei lamei anizotrope în domeniul vizibil. Grosimea lamei anizotrope utilizate în laboratorul de optică este d = 0,18 mm.

E. Tabel cu date experimentale

Nr. det.	d	$\lambda(\text{Å})$	m	$\Delta n = n_e - n_o$
1				
2				
3				
.				
.				
.				

XXIV. ACTIUNEA LAMELOR ANIZOTROPE ASUPRA UNUI FASCICUL CONVERGENT DE RADIATII OPTICE LINIAR POLARIZATE

A. Scopul lucrării: studiul calitativ al fenomenelor optice produse prin acţiunea unor lame de substanţe anizotrope asupra fasciculelor de radiaţii optice liniar polarizate convergente.

B. Dispozitive şi materiale necesare: Microscop polarizant, lampă de microscop, lame anizotrope uniax şi biax cu diverse orientări ale axelor optice în raport cu suprafeţele lamelor.

C. Principiul fizic al lucrării

Să considerăm o lamă cu feţe plan-paralele C tăiată dintr-un cristal anizotrop pe care cade un fascicul convergent de radiaţii optice polarizate liniar cu ajutorul unui polarizor P (fig.1).

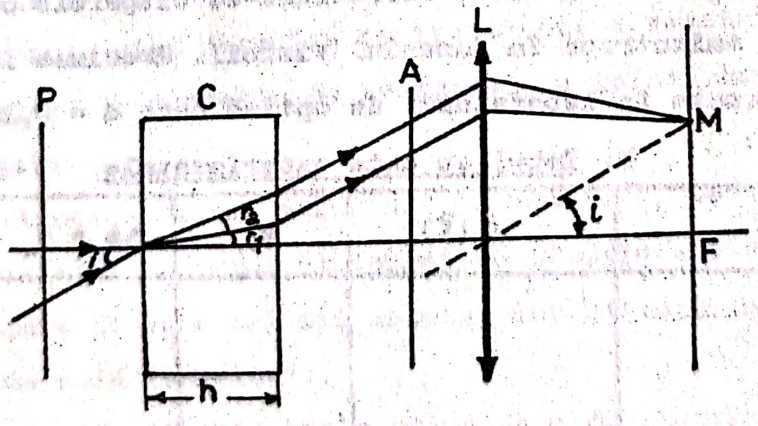


Fig.1

Dacă intensitatea cîmpului electric $\vec{E}_p$ în unda liniar polarizată incidentă nu coincide cu nici una din direcţiile principale ale lamei, atunci, la intrarea în lamă fiecare rază incidentă se descompune în cîte două raze coerente, polarizate liniar în plane reciproc perpendiculare, care se propagă în lama de cristal cu viteze diferite şi care ies din lamă pe direcţia razei incidente. După trecerea prin lamă, între diferitele perechi de raze coerente, care provin din aceeaşi rază incidentă, există o diferenţă de fază dată de relaţia:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} h(n_1 \cos r_1 - n_2 \cos r_2) \qquad (1)$$

în care δ este diferenţa de drum optic introdusă de lamă, λ lungimea de undă a radiaţiei, n_1 şi n_2 indicii de refracţie ai cristalului pentru perechile de raze coerente liniar polarizate, iar h este grosimea lamei (v. teoria).

Dacă în drumul razelor emergente se introduce un polarizor-analizor A, acesta lasă să treacă numai componentele intensităţii cîmpurilor electrice paralele cu direcţia lui de transmisie. Cu ajutorul unei lentile convergente L, perechile de raze care se propagă pe aceeaşi direcţie sînt strînse în cîte un punct din planul focal al lentilei L. Poziţia punctului respectiv din planul focal este determinată de valoarea unghiului de incidenţă i (fig.1).

Ne propunem să calculăm densitatea de flux într-un punct oarecare M din planul focal al lentilei obiectiv L.

Fie α şi β unghiurile pe care le fac direcţiile de transmisie ale polarizorului şi, respectiv, analizorului cu axa oc a sistemului de axe principale (a,b,c) ale mediului enizotrop (fig.2). Dacă intensitatea cîmpului electric al undei liniar polarizate la ieşirea din polarizor este $\vec{E}_p$, atunci la intrarea în

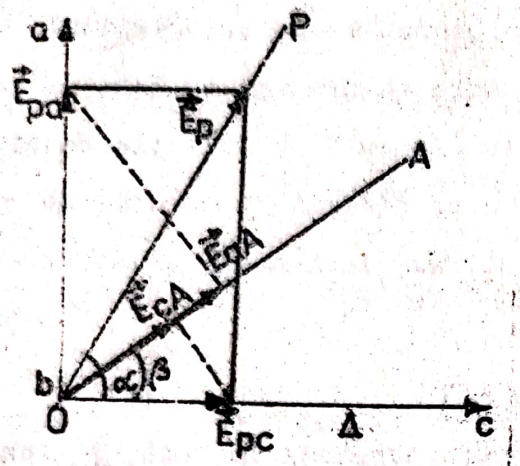


Fig.2

lama C unda incidentă se descompune în două componente coerente reciproc perpendiculare, după direcţiile oc şi ca, de intensităţi:

$$E_{pa}=E_p\sin\alpha \qquad (2)$$

$$E_{pc}=E_p\cos\alpha . \qquad (3)$$

Intensitatea cîmpului electric $\vec{E}_p$ a undei liniar polarizate incidente este dată de relaţia:

$$\vec{E}_p=\vec{E}_{op}\cos\left[\omega t+\varphi_0(a,b,c)\right] . \qquad (4)$$

unde $\vec{E}_{op}$ este amplitudinea iar $\varphi_0(a,b,c)$ faza iniţială a undei la suprafaţa de intrare în lamă. Pentru simplificarea calculelor se poate considera originea fazei la suprafaţa lamei $\varphi_0(a,b,c)=0$.

Prin analizor vor trece numai componentele intensităţilor $\vec{E}_{aA}$ şi $\vec{E}_{cA}$ paralele cu direcţia lui de transmisie, adică:

$$E_{aA}=E_{pa}\sin\beta=E_p\sin\alpha\sin\beta \qquad (5)$$

$$E_{cA}=E_{pc}\cos\beta=E_p\cos\alpha\cos\beta . \qquad (6)$$

Aceste componente, care se întîlnesc în punctul M al planului focal al lentilei L, fiind coerente, paralele şi defazate cu cantitatea $\Delta\varphi$, interferă şi, ca urmare, intensitatea cîmpului electric rezultant în punctul M este dată de relaţia:

$$E^2=E^2_{aA}+A^2_{cA}+2E_{aA}E_{cA}\cos\Delta\varphi . \qquad (7)$$

In diferite puncte M interferă radiaţii care la ieşirea din lama C au stări de polarizare diferite ($\Delta\varphi$ are diferite valori). Ţinînd seama de faptul că densitatea de flux este proporţională cu patratul amplitudinii cîmpului electric, din relaţia (7), uti-

lizînd relaţiile (6), (5), (4) şi egalitatea

$$\cos\Delta\varphi = 1-2\sin^2\frac{\Delta\varphi}{2} \tag{8}$$

rezultă că densitatea de flux în punctul M poate fi exprimată prin relaţia:

$$\varphi_M(\lambda) = \varphi_0(\lambda)\left[\cos^2(\alpha-\beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2\frac{\Delta\varphi}{2}\right] =$$
$$= \varphi_0(\lambda)\left[\cos^2(\alpha+\beta) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos^2\frac{\Delta\varphi}{2}\right] \tag{9}$$

în care:

$$\varphi_0(\lambda) = \chi \langle E^2_p \rangle \tag{10}$$

χ fiind un coeficient de proporţionalitate: $\chi = \frac{1}{c\mu_0}$.

Dacă fasciculul incident este monocromatic, atunci $\varphi_M(\lambda)$ reprezintă densitatea de flux spectral. Dacă fasciculul incident nu este monocromatic atunci efectul luminos în punctul M, pentru un interval mic de lungimi de undă $d\lambda$, poate fi exprimat prin relaţia:

$$d\varphi_M(\lambda) = \varphi_M(\lambda)\,d\lambda \tag{11}$$

Dacă fasciculul incident conţine radiaţii cu lungimi de undă cuprinse într-un interval finit de lungimi de undă (de ex. lumină albă), intensitatea în punctul M poate fi exprimată prin relaţia:

$$\varphi_M = \int \varphi_M(\lambda)\,d\lambda = \varphi\cos^2(\alpha-\beta) - \varphi_1 \sin 2\alpha \sin 2\beta =$$
$$= \varphi\cos^2(\alpha+\beta) + \varphi_2 \sin 2\alpha \sin 2\beta \tag{12}$$

în care s-a notat:

$$\varphi = \int \varphi_0(\lambda)\,d\lambda$$
$$\varphi_1 = \int \varphi_0(\lambda)\sin^2\frac{\pi\delta}{\lambda}\,d\lambda \tag{13}$$
$$\varphi_2 = \int \varphi_0(\lambda)\cos^2\frac{\pi\delta}{\lambda}\,d\lambda .$$

Din relaţiile (12) şi (13) rezultă că densitatea de flux în punctul M depinde de compoziţia spectrală a fasciculului incident, de orientarea direcţiilor de transmisie ale polarizorilor faţă de sistemul principal de coordonate al cristalului şi de diferenţa de drum δ introdusă de lama C.

In conformitate cu formula (12), în planul focal al lentilei obiectiv există puncte pentru care densitatea de flux nu depinde de lungimea de undă a radiaţiilor şi anume acele puncte pentru care coeficienţii termenilor în φ_1 şi φ_2 se anulează. Locul geometric al acestor puncte poartă denumirea de <u>linii neutre</u>. Din (12) rezultă că există două sisteme de linii neutre corespunzătoare condiţiilor $\sin 2\alpha = 0$ şi $\sin 2\beta = 0$. Fiecare sistem conţine două ramuri; pentru $\alpha = 0$ şi $\alpha = \frac{\pi}{2}$ sau $\beta = 0$ şi $\beta = \frac{\pi}{2}$.

După cum rezultă din relaţia (12) în cazul în care direcţiile de transmisie ale polarizorilor sînt în cruce sau paralele există un singur sistem de linii neutre; negre dacă polarizorii sînt în cruce" ($\alpha - \beta = \frac{\pi}{2}$, deci $\varphi_M = 0$) şi luminoase în cazul cînd direcţiile de transmisie sînt paralele ($\alpha - \beta = 0$ deci $\varphi_M = \varphi$). In ultimul caz, culoarea albă este reprezentată de termenul $\varphi \cos^2(\alpha - \beta) = \varphi = \int \varphi_0(\lambda) d\lambda$.

Din relaţiile (13) rezultă că pentru δ=const. mărimile φ_1 şi φ_2 au valori bine determinate. Locurile geometrice ale punctelor M din planul focal al lentilei L pentru care δ=const. se numesc <u>linii izocromatice</u>. Din relaţia (12) rezultă că dacă polarizorii au direcţiile de transmisie paralele ($\alpha = \beta$) densitatea de flux este dată de relaţia:

$$\varphi_{nM} = \varphi \cos^2 2\alpha + \varphi_2 \sin^2 2\alpha \qquad (14)$$

iar nuanţele observate sînt cele observate în cazul inelelor lui

Newton cu centrul alb. In particular pentru $\alpha = \pi/4$, cînd primul termen din (14) se anulează, nuanţele sînt pure şi dispar (în lumină albă) pe măsură ce se apropie de liniile neutre albe.

In cazul cînd polarizorii au direcţiile de transmisie în cruce ($\alpha - \beta = \pi/2$), din (12) rezultă că densitatea de flux într-un punct M din planul focal al obiectivului este dată de relaţia:

$$\varphi_{\perp M} = \varphi_1 \sin^2 2\alpha \qquad (15)$$

iar nuanţele sînt cele observate în cazul inelelor lui Newton cu centrul negru ($\delta = 0$, $\varphi_1 = 0$, $\varphi_{\perp M} = 0$). Ele sînt pure în tot cîmpul vizual. In apropierea liniilor neutre negre claritatea scade fără modificarea culorii.

Conform formulei (12), de-a lungul unei linii izocromatice se trece de la o nuanţă exprimată de termenul φ_1 la nuanţa exprimată de termenul φ_2 de fiecare dată cînd produsul $\sin 2\alpha \sin 2\beta$ schimbă semnul, deci de fiecare dată cînd unul dintre unghiurile α sau β trece prin valorile 0 sau $\pi/2$.

Forma liniilor izocromatice depinde de valoarea diferenţei de drum optic δ, deci de natura cristalului, de felul cum a fost tăiată lama şi de structura geometrică a fasciculului incident şi poate fi studiată în fiecare caz concret.

Pentru a nu complica prea mult lucrurile în cele ce urmează se va analiza acţiunea unor lame anizotrope în diferite cazuri dar numai în mod calitativ.

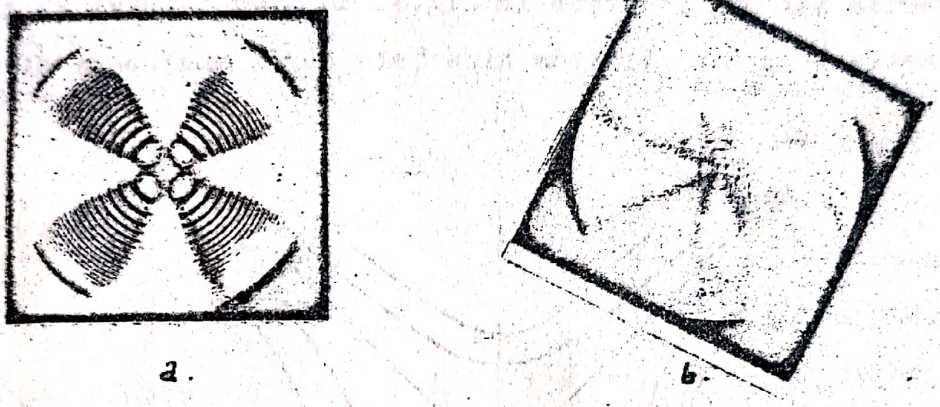
a) <u>Lamă uniaxă tăiată perpendicular la axa optică</u>

O astfel de lamă prezintă simetrie de revoluţie în jurul direcţiei axei optice Oe. După cum rezultă din relaţia (1), diferenţa de drum optic introdusă de lama anizotropă între cele

două unde liniar polarizate este aceeaşi pentru toate razele care au aceeaşi înclinare faţă de axa optică oricare ar fi planul lor de incidenţă. Ca urmare, liniile izocromatice, caracterizate prin diferenţă de drum constantă, sînt cercuri concentrice cu centrul în punctul în care axa optică a lamei, dusă prin punctul de incidenţă, intersectează planul focal al lentilei obiectiv (fig.1).

În cazul cînd direcţiile de transmisie ale polarizorului şi analizorului sînt reciproc perpendiculare, se obţin inele negre pentru $\delta = K\lambda$ unde K este un număr întreg oarecare [v.relaţiile (15) şi (13)]. Ca şi în cazul inelelor lui Newton, liniile izocromatice sînt inele concentrice din ce în ce mai apropiate unele de altele pe măsură ce diametrele lor cresc. Razele inelelor sînt proporţionale cu $\sqrt{K}$. Ele sînt colorate în roşu spre marginile exterioare şi în violet (albastru) spre centru. Liniile neutre sînt orientate pe direcţiile după care secţiunile principale ale analizorului şi polarizorului intersectează planul focal FM al obiectivului. Aceste direcţii sînt concurente în punctul F în care axa optică a lamei intersectează planul focal al obiectivului. Dacă direcţiile de transmisie ale analizorului şi polarizorului sînt în cruce, figura de interferenţă este asemănătoare cu inelele lui Newton avînd centrul negru peste care se suprapune o cruce neagră (fig.3 a). Dacă direcţiile de transmisie ale polarizorului sînt paralele figura de interferenţă este asemănătoare cu inelele lui Newton cu centrul alb, brăzdată de o cruce albă. De obicei se pot observa numai primele cîteva inele deoarece vizibilitatea scade repede odată cu creşterea numărului K. La o rotire continuă a lamei în planul secţiunii ei (în jurul

axei optice) nu se produce nici o modificare a figurii de interferenţă. Dacă însă menţinem fixe lama şi polarizorul şi rotim continuu analizorul se observă o trecere continuă de la cruce neagră ($\alpha - \beta = \pi/2$) la o cruce gri ($\alpha - \beta \neq 0, \pi/2$) şi apoi la cruce albă ($\alpha - \beta = 0$). La rotirea cu 90° a analizorului liniile izocromatice îşi schimbă culoarea în culoarea complementară.



a. b.

Fig.3

b) <u>Lama anizotropă cu feţe paralele la axa optică</u>

In acest caz, indiferent de valoarea unghiului de incidenţă i, direcţiile de acţiune ale intensităţii cîmpului electric în undele emergente au direcţii fixe: una paralelă şi alta perpendiculară la direcţia axei optice. In aceste condiţii se poate arăta că nu există linii neutre. Rotind lama anizotropă în planul ei, în jurul axei perpendiculare la axa optică, atunci cînd unul din unghiurile α sau β se anulează întregul cîmp devine gri dacă unghiul $(\alpha - \beta)$ dintre direcţiile de transmisie ale polarizorului şi analizorului este diferit de zero sau $\pi/2$, negru dacă direcţiile de transmisie sînt în cruce ($\alpha - \beta = \pi/2$) şi alb dacă direcţiile de transmisie sînt paralele ($\alpha - \beta = 0$). Rotind în continuare lama cu 45° faţă de poziţia de mai sus se obţine pentru

liniile izocromatice nuanța dată de φ_1 cînd direcțiile de transmisie ale polarizorului și analizorului sînt în cruce și nuanța dată de φ_2 cînd direcțiile de transmisie sînt paralele. Se poate arăta de asemenea că liniile izocromatice sînt hiperbole echilaterale așa cum se arată în fig.4. În planul focal al lentilei obiectiv L apar familii de hiperbole corespunzătoare diverselor

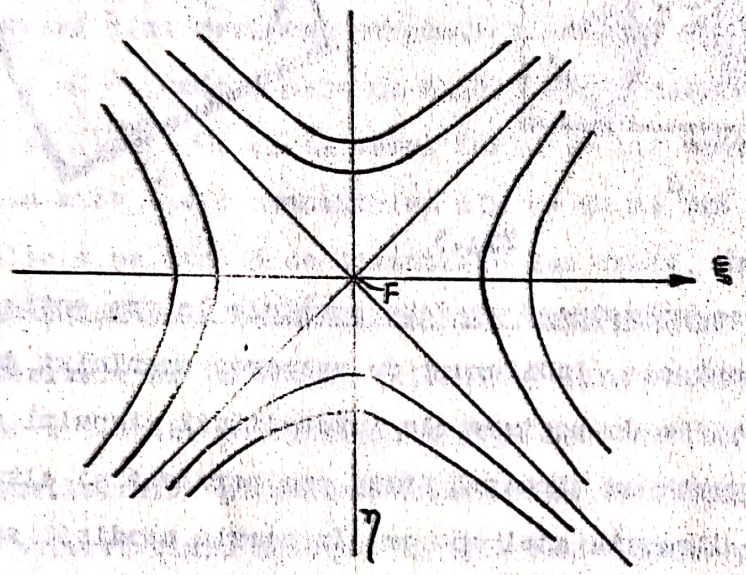


Fig.4

valori ale diferenței de drum introduse de lamă între raza ordinară și cea extraordinară. Asimptotele hiperbolelor sînt bisectoarele cadranelor determinate de direcțiile principale Fξ și Fη ale lamei anizotrope. Aceste bisectoare reprezintă liniile izocromatice pentru care diferența de drum are valoarea $\delta_e = h(n_e - n_o)$. Această diferență de drum corespunde și punctului F în care normala la lama cristalină, dusă prin centrul optic O al lentilei obiectiv, intersectează planul focal al lentilei.

c) Lamă anizotropă biax cu secţiunea perpendiculară la bisectoarea unghiului ascuţit dintre axele optice (cristalul de mica)

In acest caz, dacă direcţiile de transmisie ale polarizorului şi analizorului sînt în cruce, oricare ar fi orientarea direcţiilor de transmisie ale polarizorului şi analizorului în raport cu lama se observă întotdeauna două puncte negre a şi a' (fig.5). Acestea corespund razelor incidente care dau în planul lamei raze refractate normale la axele optice. Liniile izocromatice (δ=const) sînt dispuse în jurul punctelor a şi a' şi sînt curbe închise. Inelele care înconjoară punctele a şi a' se lărgesc pînă cînd amîndouă ating centrul F al figurii de interferenţă. Se obţine astfel o figură de interferenţă de tipul celei arătate în fig.6 şi care poartă denumirea de lemniscată.

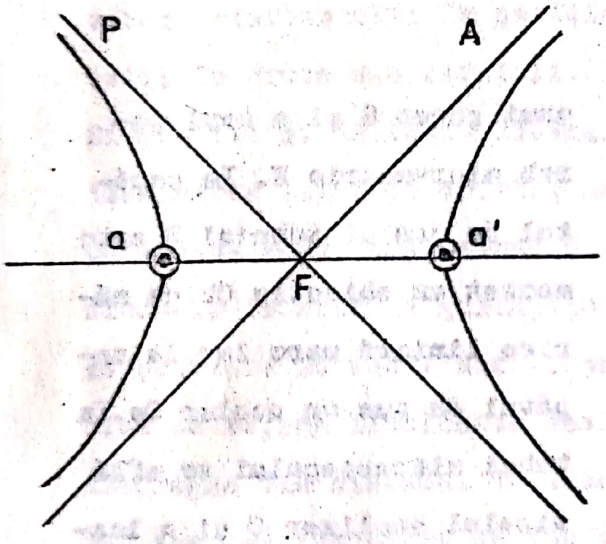


Fig.5

E. Descrierea microscopului şi a modului de lucru

Studiul fenomenelor de interferenţă în fascicule de lumină convergentă polarizate liniar se poate face cu ajutorul microscopului polarizant (fig.7) în care polarizorul şi analizorul sînt nicoli. Acesta se compune dintr-un stativ R pe care este montat tubul microscopului B care poate fi ridicat sau coborît cu ajutorul

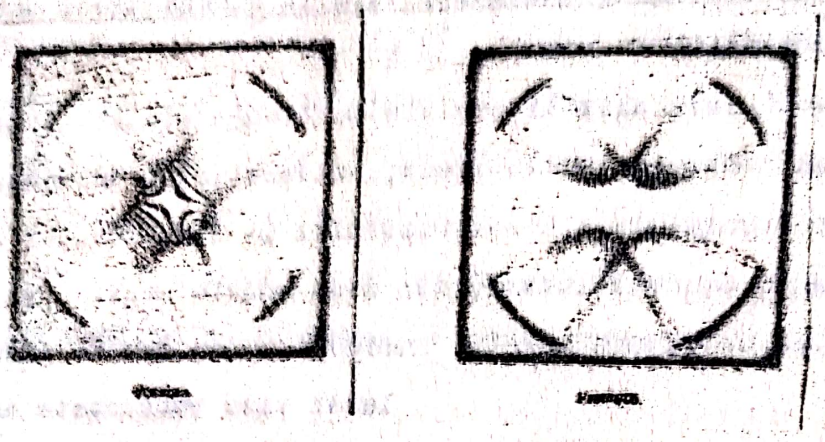


Fig.6

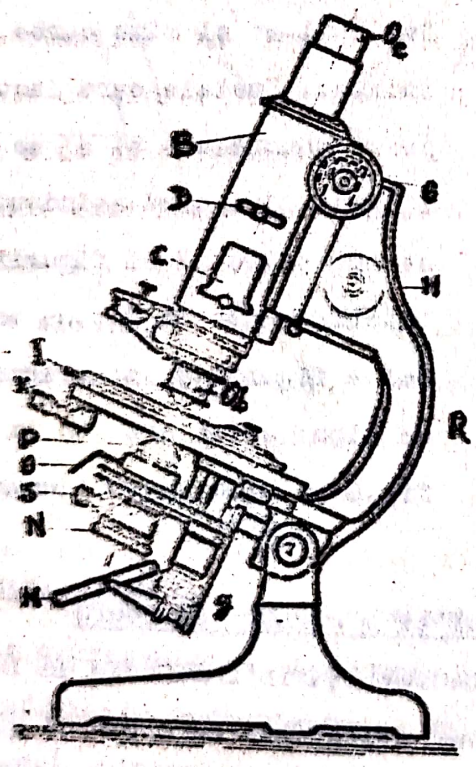


Fig.7

unui şurub G şi a unui şurub micrometric H. La capătul de jos al tubului B este montat un obiectiv Ob cu mărire liniară mare iar la capătul de sus un ocular Oc.În tubul microscopului se află nicolul analizor C şi o lentilă cu diafragmă D utilizată pentru studiul fenomenelor de polarizare în fasciculul de raze de lumină convergent (lentila lui Bertrand). În montura obiectivului se află două şuruburi pentru centrarea obiectivului. Obiectivul este centrat dacă intersecţia firelor reticulare din ocular

coincide cu axa de rotaţie a măsuţei microscopului I pe care se aşează obiectul de studiat. Măsuţa se poate roti în jurul axei sale, unghiul de rotaţie citindu-se pe un cadran divizat în grade.

Sistemul de iluminat, situat sub măsuţă, conţine o oglindă M, un polarizor N cu lentila de iluminat şi diafragmă O şi un condensor P care se utilizează pentru a obţine un fascicul de raze de lumină puternic convergent. Surubul S serveşte pentru blocarea polarizorului în poziţia necesară pentru observaţii cu nicolii în cruce sau paraleli. Intregul sistem de iluminare poate fi coborît şi deplasat lateral cu ajutorul unui şurub J. Pentru iluminarea lamei de cristal se utilizează o lampă de microscop cu lumină albă. Analizorul C şi lentila D se scot din tub deplasîndu-le lateral în ghidajele lor. Se scoate şi ocularul şi apoi se priveşte în tubul microscopului şi se deplasează oglinda M pînă cînd se obţine iluminarea maximă a cîmpului vizual. In acest caz diafragma din sistemul de iluminat trebuie să fie complet deschisă. Apoi se introduce în tub ocularul prevăzut cu o cruce reticulară. Se introduce apoi analizorul cu pîrghia de acţionare fixată în poziţia zero şi lentila cu diafragmă D şi se roteşte polarizorul pînă cînd cîmpul vizual se întunecă la maxim. Intunecarea maximă a cîmpului vizual este un indiciu că analizorul şi polarizorul sînt în cruce.

In scopul determinării direcţiei de oscilaţie a intensităţii cîmpului electric a undelor liniar polarizate care trec prin polarizor se scoate cu grijă nicolul analizor din ghidajul său desfăcînd şurubul de fixare şi privind prin el la o suprafaţă reflectantă (de ex. la cutia lăcuită a microscopului) se observă

lumina reflectată de această suprafaţă. Se roteşte nicolul cu tot cu montura sa pînă cînd fluxul luminos care trece prin el devine minim. (Pîrghia de acţionare a analizorului se menţine la zero). In această poziţie, direcţia de transmisie a analizorului coincide cu planul de incidenţă. Cunoscînd direcţia de oscilaţie în lumina reflectată se determină în felul acesta direcţia de transmisie a analizorului. Se introduce analizorul în ghidajul său şi se montează şurubul de siguranţă. Poziţia de extincţie, deja verificată, ne permite să determinăm şi direcţia de transmisie a polarizorului. Pentruca în timpul lucrului să se cunoască tot timpul direcţia de oscilaţie a luminii transmise de nicoli se orientează crucea reticulară a ocularului astfel încît firele crucii reticulare să coincidă cu direcţiile de transmisie ale polarizorului şi analizorului.

Trebuie să avem în vedere faptul că atunci cînd folosim un obiectiv cu mărire liniară mare (60 x), distanţa dintre lentila lui frontală şi suprafaţa lamei de cristal de pe măsuţă este foarte mică şi o manevrare neatentă poate duce la spargerea lentilei frontale sau a lamei de cristal. Pentru evitarea acestui pericol trebuie să aducem mai întîi obiectivul pînă aproape de suprafaţa lamei privind lateral suprafaţa lamei de cristal. Apoi punem la punct imaginea numai prin ridicarea tubului microscopului retinînd şurubul de focalizare H în sens contrar acelor de ceasornic.

Centrarea obiectivului. Dacă obiectivul nu este centrat toate punctele obiectului descriu în timpul rotaţiei măsuţei nişte cercuri al căror centru nu coincide cu intersecţia firelor ocularului. Prin centrare, centrul de rotaţie al cîmpului vizual se aduce la coincidenţă cu centrul crucii reticulare din ocular.

Rotind repede platforma în ambele sensuri, se apreciază cu ochiul centrul ei de rotaţie iar apoi acţionînd şuruburile de centrare situate în montura obiectivului se caută să se aducă la coincidenţă centrul de rotaţie al cîmpului cu centrul crucii reticulare. Repetînd succesiv aceste manevre se realizează o centrare mai fină pînă cînd axa obiectivului coincide cu axa de rotaţie a platformei.

Pentru studiu se utilizează o lamă de cuarţ tăiată perpendicular pe axa optică, o lamă de cuarţ tăiată paralel cu axa optică şi o lamă de cristal biax (mica) cu feţele perpendiculare pe bisectoarea unghiului ascuţit dintre axele optice.

E. Rezultate experimentale

Se examinează pe rînd toate fenomenele descrise în partea teoretică a lucrării şi se fac observaţiile necesare în caietul de laborator.

Obs. Dacă figurile de interferenţă descrise nu apar cu toată claritatea înseamnă că microscopul nu este bine pus la punct (obiectivul descentrat). În acest caz se procedează la reglarea microscopului solicitînd sprijinul conducătorului de lucrări.

TABELUL I

Valorile funcției sin φ pentru diferite valori ale argumentului φ din minut în minut.

φ	0^0	1^0	2^0	3^0	4^0	5^0
0	0,00000	0,01745	0,03490	0,05234	0,06976	0,08716
1	00029	01774	03519	05263	07005	08745
2	00058	01803	03548	05292	07034	08774
3	00087	01832	03577	05321	07063	08803
4	00116	01862	03606	05350	07092	08831
5	00145	01891	03635	05379	07121	08860
6	00175	01920	03664	05408	07150	08889
7	00204	01949	03693	05437	07179	08918
8	00233	01978	03723	05466	07208	08947
9	00262	02007	03752	05495	07237	08976
10	00291	02036	03781	05524	07266	09005
11	00320	02065	03810	05558	07295	09034
12	00349	02094	03839	05582	07324	09063
13	00378	02123	03868	05611	07353	09092
14	00407	02152	03897	05640	07382	09121
15	00436	02181	03926	05669	07411	09150
16	00465	02211	03955	05698	07440	09179
17	00495	02240	03984	05727	07469	09208
18	00524	02269	04013	05756	07498	09237
19	00553	02298	04042	05785	07527	09266
20	00582	02327	04071	05814	07556	09295
21	00611	02356	04100	05844	07585	09324
22	00640	02385	04129	05873	07614	09353
23	00669	02414	04159	05902	07643	09382
24	00698	02443	04188	05931	07672	09411
25	00727	02472	04217	05960	07701	09440
26	00756	02501	04246	05989	07730	09469
27	00785	02530	04275	06018	07759	09498
28	00814	02560	04304	06047	07788	09527
29	00844	02589	04333	06076	07817	09556

Scanned with OKEN Scanner

'	0°	1°	2°	3°	4°	5°
30	0,00873	0,02618	0,04362	0,06105	0,07846	0,09585
31	00902	02467	04391	06134	07875	09614
32	00931	02676	04420	06163	07904	09642
33	00960	02705	04449	06192	07933	09671
34	00989	02734	04478	06221	07962	09700
35	01018	02763	04507	06250	07991	09729
36	01047	02792	04536	06279	08020	09758
37	01076	02821	04565	06308	08049	09787
38	01105	02850	04594	06337	08078	09810
39	01134	02879	04623	06366	08107	09845
40	01164	02908	04653	06395	08136	09874
41	01193	02938	04682	06424	08165	09903
42	01222	02967	04711	06453	08194	09932
43	01251	02996	04740	06482	08223	09961
44	01280	03025	04769	06511	08252	09990
45	01309	03054	04798	06540	08281	10019
46	01338	03083	04827	06569	08310	10048
47	01367	03112	04856	06598	08339	10077
48	01396	03141	04885	06627	08368	10106
49	01425	03170	04920	06656	08397	10135
50	01454	03199	04943	06685	08426	10164
51	01483	03228	04972	06714	08455	10192
52	01513	03257	05001	06743	08484	10221
53	01542	03286	05030	06773	08513	10250
54	01571	03316	05059	06802	08542	10279
55	01600	03345	05088	06831	08571	10308
56	01629	03374	05117	06860	08600	10337
57	01658	03403	05146	06889	08629	10366
58	01687	03432	05175	06918	08658	10395
59	01716	03461	05205	06947	08687	10424
60	01745	03490	05234	06976	08716	10453

Scanned with OKEN Scanner

y	10°	11°	12°	13°	14°	15°
0	0, 17365	0, 19081	0, 20791	0, 22495	0, 24192	0, 25882
1	17393	19109	20820	22523	24220	25910
2	17422	19138	20848	22552	24249	25938
3	17451	19167	20877	22580	24277	25966
4	17479	19195	20905	22608	24305	25994
5	17508	19224	20933	22637	24333	26022
6	17537	19252	20962	22665	24362	26050
7	17565	19281	20990	22693	24390	26079
8	17594	19309	21019	22722	24418	26107
9	17623	19338	21047	22750	24446	26135
10	17651	19366	21076	22778	24474	26163
11	17680	19395	21104	22807	24503	26191
12	17708	19423	21132	22835	24531	26219
13	17737	19452	21161	22863	24559	26247
14	17766	19481	21180	22892	24587	26275
15	17794	19509	21218	22920	24615	26303
16	17823	19538	21246	22948	24644	26331
17	17852	19566	21275	22977	24672	26359
18	17880	19595	21303	23005	24700	26387
19	17909	19623	21331	23033	24728	26415
20	17937	19652	21360	23062	24756	26443
21	17966	19680	21388	23090	24784	26471
22	17995	19709	21417	23118	24813	26500
23	18023	19737	21445	23146	24841	26528
24	18052	19766	21474	23175	24869	26556
25	18081	19794	21502	23203	24897	26584
26	18109	19823	21530	23231	24925	26612
27	18138	19851	21559	23260	24954	26640
28	18166	19880	21587	23288	24982	26668
29	18195	19908	21616	23316	25010	26696

Scanned with OKEN Scanner

'	10°	11°	12°	13°	14°	15°
30	0,18224	0,19937	0,21644	0,23345	0,25038	0,26724
31	18252	19965	21672	23373	25066	26752
32	18281	19994	21701	23401	25094	26780
33	18309	20022	21729	23429	25122	26808
34	18338	20051	21758	23458	25151	26836
35	18367	20079	21786	23486	25179	26864
36	18395	20108	21814	23514	25207	26892
37	18424	20136	21843	23542	25235	26920
38	18452	20165	21871	23571	25263	26948
39	18481	20193	21758	23599	25291	26976
40	18509	20222	21928	23627	25320	27004
41	18358	20250	21956	23656	25348	27032
42	18567	20279	21985	23684	25376	27060
43	18595	20307	22013	23712	25404	27088
44	18624	20336	22041	23740	25432	27116
45	18652	20364	22070	23769	25460	27144
46	18681	20393	22098	23797	25488	27172
47	18710	20421	22126	23825	25516	27200
48	18738	20450	22155	23853	25545	27228
49	18767	20478	22183	23882	25573	27256
50	18795	20507	22212	23910	25601	27284
51	18824	20535	22240	23938	25629	27312
52	18852	20563	22268	23966	25657	27340
53	18881	20592	22297	23995	25685	27368
54	18910	20620	22325	24023	25713	27396
55	18938	20649	22353	24051	25741	27424
56	18967	20677	22382	24079	25769	27452
57	18995	20706	22410	24108	25798	27480
58	19024	20734	22438	24136	25826	27508
59	19052	20763	22467	24164	25854	27536
60	19081	20791	22495	24192	25882	27564

Scanned with OKEN Scanner

'	16°	17°	18°	19°	20°	21°
0	0, 27564	0, 29237	0, 30902	0, 32557	0, 34202	0, 35837
1	27592	29265	30929	32584	34229	35864
2	27620	29293	30957	32612	34257	35891
3	27648	29321	30985	32639	34284	35918
4	27676	29348	31012	32667	34311	35945
5	27704	29376	31040	32694	34339	35973
6	27731	29404	31068	32722	34366	36000
7	27759	29432	31095	32749	34393	36027
8	27787	29460	31123	32777	34421	36054
9	27815	29487	31151	32804	34448	36108
10	27843	29515	31178	32832	34475	36108
11	27871	29543	31206	32859	34503	36135
12	27899	29571	31233	32887	34530	36162
13	27927	29599	31261	32914	34557	36190
14	27955	29626	31289	32942	34584	36217
15	27983	29564	31316	32969	34612	36244
16	28011	29682	31344	32997	34639	36271
17	28039	29710	31372	33024	34666	36298
18	28067	29737	31399	33051	34694	36325
19	28095	29765	31427	33079	34721	36352
20	28123	29793	31454	33106	34748	36379
21	28150	29821	31482	33134	34775	36406
22	28178	29849	31510	33161	34803	36434
23	28206	29876	31537	33180	34830	36461
24	28234	29904	31565	33216	34857	36488
25	28262	29932	31593	33244	34884	36515
26	28290	29960	31620	33271	34912	36542
27	28318	29987	31648	33298	34939	36569
28	28346	30015	31675	33326	34966	36596
29	28374	30043	31703	33353	34993	36623

'	16°	17°	18°	19°	20°	21°
30	0, 28402	0, 30071	0, 31730	0, 33381	0, 35021	0, 36650
31	28429	30098	31758	33408	35048	36677
32	28457	30126	31786	33436	35075	36704
33	28485	30154	31813	33463	35102	36731
34	28513	30182	31841	33490	35130	36758
35	28541	30209	31868	33518	35157	36785
36	28569	30237	31896	33545	35184	36812
37	28597	30265	31923	33573	35211	36839
38	28625	30292	31951	33600	35239	36867
39	28652	30320	31979	33627	35266	36894
40	28680	30348	32006	33655	35293	36921
41	28708	30376	32034	33682	35320	36948
42	28736	30403	32061	33710	35347	36975
43	28764	30431	32089	33737	35375	37002
44	28792	30459	32116	33764	35402	37029
45	28820	30486	32144	33792	35429	37056
46	28847	30514	32171	33819	35456	37083
47	28875	30542	32199	33846	35484	37110
48	28903	30570	32227	33874	35511	37137
49	28931	30597	32254	33901	35538	37164
50	28959	30625	32282	33929	35565	37191
51	28987	30653	32309	33956	35592	37218
52	29015	30680	32337	33983	35619	37245
53	29042	30708	32364	34011	35647	37272
54	29070	30736	32392	34038	35674	37299
55	29098	30763	32419	34065	35701	37326
56	29126	30791	32447	34093	35728	37353
57	29154	30819	32474	34120	35755	37380
58	29182	30846	32502	34147	35782	37407
59	29209	30874	32529	34175	35810	37434
60	29327	30902	32557	34202	35837	37461

Scanned with OKEN Scanner

'	22°	23°	24°	25°	26°	27°
0	0,37461	0,39073	0,40674	0,42262	0,43837	0,45399
1	37488	39100	40700	42288	43863	45425
2	37515	39127	40727	42315	43889	45451
3	37542	39153	40758	42341	43916	45477
4	37569	39180	40780	42367	43942	45503
5	37595	39207	40806	42394	43968	45529
6	37622	39234	40833	42420	43994	45554
7	37649	39260	40860	42446	44020	45580
8	37676	39287	40886	42473	44046	45606
9	37703	39314	40913	42499	44072	45632
10	37730	39341	40939	42525	44098	45658
11	37757	39367	40966	42552	44124	45684
12	37784	39394	40992	42578	44151	45710
13	37811	39421	41019	42604	44177	45736
14	37838	39448	41045	42631	44203	45762
15	37865	39474	41072	42657	44229	45787
16	37892	39501	41098	42683	44255	45813
17	37919	39528	41125	42709	44281	45839
18	37946	39555	41151	42736	44307	45865
19	37973	39581	41178	42762	44333	45891
20	37999	39608	41204	42788	44350	45917
21	38026	39635	41231	42815	44385	45942
22	38053	39661	41257	42841	44411	45968
23	38080	39688	41284	42867	44437	45994
24	38107	39715	41310	42894	44464	46020
25	38134	39741	41337	42920	44490	46046
26	38161	39768	41363	42946	44516	46072
27	38188	39795	41390	42972	44542	46097
28	38215	39822	41416	42999	44568	46123
29	38241	39848	41443	43025	44594	46149

Scanned with OKEN Scanner

'	22°	23°	24°	25°	26°	27°
30	0,38268	0,39875	0,41469	0,43051	0,44620	0,46175
31	38295	39902	41496	43077	44646	46201
32	38322	39928	41522	43104	44672	46226
33	38349	39955	41549	43130	44698	46252
34	38376	39982	41575	43156	44724	46278
35	38403	40008	41602	43182	44750	46304
36	38430	40035	41628	43209	44776	46330
37	38456	40062	41655	43235	44802	46355
38	38483	40088	41681	43261	44828	46381
39	38510	40115	41707	43287	44854	46407
40	38537	40141	41734	43313	44880	46433
41	38564	40168	41760	43340	44906	46458
42	38591	40195	41787	43366	44932	46484
43	38617	40221	41813	43392	44958	46510
44	38644	40248	41840	43418	44984	46536
45	38671	40275	41866	43445	45010	46561
46	38698	40301	41892	43471	45036	46587
47	38725	40328	41919	43497	45062	46613
48	38752	40355	41945	43523	45088	46639
49	38778	40381	41972	43549	45114	46664
50	38805	40408	41998	43575	45140	46690
51	38832	40434	42024	43602	45166	46716
52	38859	40461	42051	43628	45192	46742
53	38886	40488	42077	43654	45218	46767
54	38912	40514	42104	43680	45243	46793
55	38939	40541	42130	43706	45269	46819
56	38966	40567	42156	43733	45295	46844
57	38993	40594	42183	43759	45321	46870
58	39020	40621	42209	43785	45347	46896
59	39046	40647	42235	43811	45373	46921
60	39073	40674	42262	43837	45399	46947

Scanned with OKEN Scanner

'	28°	29°	30°	31°	32°	33°
0	0,46947	0,48481	0,50000	0,51504	0,52992	0,54464
1	46973	48506	50025	51529	53017	54488
2	46999	48532	50050	51554	53041	54513
3	47024	48557	50076	51579	53066	54537
4	47050	48583	50101	51604	53091	54561
5	47076	48608	50126	51628	53115	54586
6	47101	48634	50151	51653	53140	54610
7	47127	48659	50176	51678	53164	54635
8	47153	48684	50201	51703	53189	54659
9	47178	48710	50227	51728	53214	54682
10	47204	48735	50252	51753	53238	54708
11	47229	48761	50277	51778	53263	54732
12	47255	48786	50302	51803	53288	54756
13	47281	48811	50327	51828	53312	54781
14	47306	48837	50352	51852	53337	54805
15	47332	48862	50377	51877	53361	54829
16	47358	48888	50403	51902	53386	54854
17	47383	48913	50428	51927	53411	54878
18	47409	48938	50453	51952	53435	54902
19	47434	48964	50478	51977	53460	54927
20	47460	48989	50503	52002	53484	54951
21	47486	49014	50528	52026	53509	54975
22	47511	49040	50553	52051	53534	54999
23	47537	49065	50578	52076	53558	55024
24	47562	49090	50603	52101	53583	55048
25	47588	49116	50628	52126	53607	55072
26	47614	49141	50654	52151	53632	55097
27	47639	49166	50679	52175	53656	55121
28	47665	49192	50704	52200	53681	55145
29	47690	49217	50729	52225	53705	55169

Scanned with OKEN Scanner

'	28°	29°	30°	31°	32°	33°
30	0,47716	0,49242	0,50754	0,52250	0,53730	0,55194
31	47741	49268	50779	52275	53754	55218
32	47767	49293	50804	52299	53779	55242
33	47793	49318	50829	52324	53804	55266
34	47818	49344	50854	52349	53828	55291
35	47844	49369	50879	52374	53853	55315
36	47869	49394	50904	52399	53877	55339
37	47895	49419	50929	52423	53902	55363
38	47920	49445	50954	52448	53926	55388
39	47946	49470	50979	52473	53951	55412
40	47971	49495	51004	52498	53975	55436
41	47997	49521	51029	52522	54000	55460
42	48022	49546	51054	52547	54024	55484
43	48048	49571	51079	52572	54049	55509
44	48073	49596	51104	52597	54073	55533
45	48099	49622	51129	52621	54097	55557
46	48124	49647	51154	52646	54122	55581
47	48150	49672	51179	52671	54146	55605
48	48175	49697	51204	52696	54171	55630
49	48201	49723	51229	52720	54195	55654
50	48226	49748	51254	52745	54220	55678
51	48252	49773	51279	52770	54244	55702
52	48277	49798	51304	52794	54269	55726
53	48303	49824	51329	52819	54293	55750
54	48328	49849	51354	52844	54317	55775
55	48354	49874	51379	52869	54342	55799
56	48379	49899	51404	52893	54366	55823
57	48405	49924	51429	52918	54391	55847
58	48430	49950	51454	52943	54415	55871
59	48456	49975	51479	52967	54440	55895
60	48481	50000	51504	52992	54464	55919

Scanned with OKEN Scanner

'	34°	35°	36°	37°	38°	39°
0	0,55919	0,57358	0,58779	0,60182	0,61566	0,62932
1	55943	57381	58802	60205	61589	62955
2	55968	57405	58826	60228	61612	62977
3	55992	57429	58849	60251	61635	63000
4	56016	57453	58873	60274	61658	63022
5	56040	57477	58896	60298	61681	63045
6	56064	57501	58920	60321	61704	63068
7	56088	57524	58943	60344	61726	63090
8	56112	57548	58967	60367	61749	63113
9	56136	57572	58990	60390	61772	63135
10	56160	57596	59014	60414	61795	63158
11	56184	57619	59037	60437	61818	63180
12	56208	57643	59061	60460	61841	63203
13	56232	57667	59084	60483	61864	63225
14	56256	57691	59108	60506	61887	63248
15	56280	57715	59131	60529	61909	63271
16	56305	57738	59154	60553	61932	63293
17	56329	57762	59178	60576	61955	63316
18	56353	57786	59201	60599	61978	63338
19	56377	57810	59225	60622	62001	63361
20	56401	57833	59248	60645	62024	63383
21	56426	57857	59272	60668	62046	63406
22	56449	57881	59295	60691	62069	63428
23	56473	57904	59318	60714	62092	63451
24	56497	57928	59342	60738	62115	63473
25	56521	57952	59365	60761	62138	63496
26	56545	57976	59389	60784	62160	63518
27	56569	57999	59412	60807	62183	63540
28	56593	58023	59436	60830	62206	63563
29	56617	58047	59459	60853	62229	63585

Scanned with OKEN Scanner

'	34°	35°	36°	37°	38°	39°
30	0,56641	0,58070	0,59482	0,60876	0,62251	0,63608
31	56665	58094	59506	60899	62274	63630
32	56689	58118	59529	60922	62297	63653
33	56713	58141	59552	60945	62320	63675
34	56736	58165	59576	60968	62342	63698
35	56760	58189	59599	60991	62365	63720
36	56784	58212	59622	61015	62388	63742
37	56808	58236	59646	61038	62411	63765
38	56832	58260	59669	61061	62433	63787
39	56856	58283	59693	61084	62456	63810
40	56880	58307	59716	61107	62479	63832
41	56904	58330	59739	61130	62502	63854
42	56928	58354	59763	61153	62524	63877
43	56952	58378	59786	61176	62547	63899
44	56976	58401	59809	61199	62570	63922
45	57000	58425	59832	61222	62592	63944
46	57024	58449	59856	61245	62615	63966
47	57047	58479	59879	61268	62638	63989
48	57071	58496	59902	61291	62660	64011
49	57095	58519	59926	61314	62683	64033
50	57119	58543	59949	61337	62706	64056
51	57143	58567	59972	61360	62728	64078
52	57167	58590	59995	61383	62751	64100
53	57191	58614	60019	61406	62774	64123
54	57215	58637	60042	61429	62796	64145
55	57238	58661	60065	61451	62819	64167
56	57262	58684	60089	61474	62842	64190
57	57286	58708	60112	61497	62864	64212
58	57310	58731	60135	61520	62887	64234
59	57334	58755	60158	61543	62909	64256
60	57358	58779	60182	61566	62932	64279

B i b l i o g r a f i e

1. V.Pop, Optica, vol.I şi II, Universitatea "Al.I.Cuza" Iaşi, 1980 - 1986.

2. Indrumar de lucrări practice de optică (colectiv), Universitatea "Al.I.Cuza" Iaşi, 1977.

3. Fiziceskii Prakticum, pod redakţii prof. I.I. Iverenovoi, Gosud. uzd. Fiz-Mat. literaturî, Moskva,1962.

4. A.B. Kaptnev, I.B.Rublev, A.H. Kuţenku, Praktikum po fizike, Izd."Vîsşcia Scola", Moskva, 1965.

5. M.Delibaş, Optică şi spectroscopie, Universitatea "Al.I.Cuza" Iaşi, 1985.

6. G.G.Brătescu, Optica, Ed.Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1982.

7. Iancu Iova, Elemente de optică aplicată, Ed. Stiinţifică, Bucureşti, 1977.

8. Optică, fizica plasmei, fizică atomică şi nucleară pentru perfecţionarea profesorilor, Ed.Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1983.

9. M.Born, E. Wolf, Osnovî optiki, Uzd. "Nauka", Moskva, 1970.

10. Problemî sovremennoi optiki i spectroscopii, Pod.red. akademika B.I. Stepanova, Uzd. "Nauka i tehnica", Minsk, 1980.

C U P R I N S

		Pag.
	Norme de tehnica securităţii muncii	1
I.	Determinarea distanţelor focale ale lentilelor convergente, divergente şi ale sistemelor de lentile . . .	9
II.	Studiul defectelor lentilelor	17
III.	Microscopul. Determinarea lungimii (grosimii) unor obiecte microscopice pe direcţie perpendiculară la axa optică	30
IV.	Microscopul. Măsurarea distanţelor dintre puncte obiect distribuite în lungul axei optice a microscopului. Determinarea indicelui de refracţie al unei lame de sticlă.	39
V.	Studiul lunetelor	43
VI.	Determinarea indicelui de refracţie al unei prisme prin metoda minimului de deviaţie	52
VII.	Determinarea incicilor de refracţie ai lichidelor cu refractometrului Abbé.	58
VIII.	Spectroscopul	67
IX.	Fotometrie	74
X.	Studiul spectrelor de absorbţie cu ajutorul fotometrului Pulfrich	85
XI.	Analiza fotocoloriletrică	96
XII.	Inelele lui Newton	102
XIII.	Biprisma lui Fresnel	109
XIV.	Interferometrul Rayleigh. Determinarea variaţiei indicilor de refracţie ai gazelor cu presiunea . . .	118

Scanned with OKEN Scanner

Pag.

XV. Interferometrul Rayleigh. Interferenţa în lumină cvasimonocromatică 125

XVI. Studiul difracţiei printr-o fantă 131

XVII. Studiul reţelei de difracţie 144

XVIII. Studiul difracţiei luminii pe unde ultrasonore . . . 153

XIX. Rotirea naturală a planului de polarizare a radiaţiilor optice 163

XX. Rotirea magnetică a planului de polarizare a radiaţiilor optice 174

XXI. Studiul polarizării luminii prin reflexie şi refracţie. Verificarea legii lui Malus 180

XXII. Determinarea stării de polarizare a radiaţiilor optice 189

XXIII. Acţiunea lamelor anizotrope asupra fasciculelor de raze paralele de lumină albă 200

XXIV. Acţiunea lamelor anizotrope asupra unui fascicul de radiaţii optice liniar polarizate 207

Tabele cu funcţii trigonometrice 221

Bibliografie 233

Cuprins 234

CENTRUL DE MULTIPLICARE AL
UNIVERSITATII "AL.I.CUZA" IASI
od = 375
Tiraj = 326 exemplare

Scanned with OKEN Scanner